

Università degli Studi di Torino

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali  
Corso di Laurea Magistrale in  
Fisica delle Interazioni Fondamentali

Anno Accademico 2005/2006

**Selezione di eventi  $pp \rightarrow WX$  e  
 $pp \rightarrow ZX$  per l'allineamento del  
tracciatore di CMS**

**Candidato:** Roberto Castello

**Relatore:** dr. Ernesto Migliore



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>6</b>
<b>1 Il Modello Standard</b>	<b>8</b>
1.1 Il modello di Glashow-Weinberg-Salam . . . . .	8
1.1.1 L'invarianza di gauge . . . . .	9
1.1.2 Il bosone di Higgs e l'introduzione del termine di massa	11
1.2 I test sperimentali del Modello Standard . . . . .	13
1.3 La ricerca del bosone di Higgs . . . . .	15
1.4 Altri obiettivi ad LHC . . . . .	18
1.4.1 Supersimmetria . . . . .	18
1.4.2 Fisica del quark b . . . . .	18
1.4.3 Massa del quark top . . . . .	18
1.5 I processi $pp \rightarrow WX$ e $pp \rightarrow ZX$ e le PDF . . . . .	18
<b>2 LHC e il rivelatore CMS</b>	<b>22</b>
2.1 Il progetto dell'acceleratore LHC . . . . .	22
2.2 L'ambiente sperimentale a LHC . . . . .	23
2.3 Il rivelatore Compact Muon Solenoid (CMS) . . . . .	24
2.3.1 Il calorimetro elettromagnetico (ECAL) . . . . .	28
2.3.2 Il calorimetro adronico (HCAL) . . . . .	30
2.3.3 Il sistema di rilevamento dei muoni . . . . .	31
2.3.4 Il sistema di trigger e la selezione on-line . . . . .	32
<b>3 Il tracciatore di CMS</b>	<b>36</b>
3.1 Prestazioni richieste al tracciatore . . . . .	36
3.2 Struttura del tracciatore . . . . .	39
3.3 L'allineamento del tracciatore . . . . .	43
3.3.1 Fasi dell'allineamento . . . . .	43
3.3.2 Campioni di dati per l'allineamento . . . . .	44
3.3.3 Calcolo dello spostamento di una traccia . . . . .	45

<b>4</b>	<b>Selezione standard di eventi <math>Z \rightarrow \mu\mu</math> e <math>W \rightarrow \mu\nu</math></b>	<b>48</b>
4.1	Selezione ufficiale . . . . .	48
4.1.1	Campioni di segnale e di fondo utilizzati . . . . .	49
4.1.2	Caratteristiche generali della selezione . . . . .	49
4.1.3	Selezione di $Z \rightarrow \mu\mu$ . . . . .	50
4.1.4	Selezione di $W \rightarrow \mu\nu$ . . . . .	51
4.2	Riproduzione dei risultati della selezione ufficiale . . . . .	52
4.2.1	Efficienza di selezione per $Z \rightarrow \mu\mu$ . . . . .	52
4.2.2	Efficienza di selezione per $W \rightarrow \mu\nu$ . . . . .	53
4.3	Stima del numero di eventi attesi . . . . .	55
<b>5</b>	<b>Studi sulla selezione on-line degli eventi</b>	<b>58</b>
5.1	Studi sul campione $Z \rightarrow \mu\mu$ . . . . .	58
5.2	Studi sul campione $W \rightarrow \mu\nu$ . . . . .	63
5.2.1	Studi sui muoni . . . . .	64
5.2.2	Studi preliminari sulla MET . . . . .	65
5.2.3	Effetti sul campione $W \rightarrow \mu\nu$ in seguito a variazioni sui criteri di selezione ufficiali . . . . .	71
5.3	Calcolo del numero di tracce attese per ogni modulo . . . . .	74
	<b>Conclusioni</b>	<b>76</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>82</b>





# Introduzione

La secolare ricerca intrapresa dall'uomo verso la conoscenza e la comprensione dell'universo fisico e dei fenomeni naturali lo ha sempre spinto alla formulazione di un *modello* che spiegasse in modo rigoroso e formale le leggi che governano la Natura che, come asserisce Galilei, sono scritte in *alfabeto matematico*. Lo spirito unificante e semplificatore insito nel pensiero scientifico ha portato a ridurre le tipologie di forze che agiscono nella realtà fisica a quattro diversi tipi di interazioni: *forte*, *elettromagnetica*, *debole* e *gravitazionale*.

Nel corso del XX secolo, si è giunti a scoprire che tre di queste forze fondamentali (*forte*, *elettromagnetica* e *debole*) possono essere trattate, ad una opportuna scala di energia, come un'unica interazione e che la complessità della materia fisica si basa in realtà su principi assai semplici ed eleganti: tali scoperte sono racchiuse e descritte nel *Modello Standard* (Cap. 1).

Secondo l'originaria interpretazione di tale modello, tutto ciò che ci circonda è costruito con soli dodici blocchi fondamentali (dodici particelle dette *fermioni*) e i diversi tipi di interazioni che possono avvenire fra questi blocchi fondamentali danno poi luogo a tutti i fenomeni conosciuti nel mondo delle particelle subatomiche.

Negli ultimi anni, diverse prove sperimentali hanno deposto a favore di tale modello; esiste tuttavia una questione ancora aperta nell'ambito del Modello Standard: esso prevede l'esistenza di una particella, detta *bosone di Higgs*, in grado di dare massa alle particelle descritte nel modello.

La ricerca della particella di Higgs e la sua eventuale scoperta sono, sul breve periodo, l'obiettivo principale dell'esperimento CMS (*Compact Muon Solenoid*). Questo è uno dei quattro esperimenti ideati per sfruttare al meglio le potenzialità dell'LHC (*Large Hadron Collider*), l'acceleratore protone-protone attualmente in costruzione al CERN di Ginevra (Cap.2).

Per il raggiungimento degli obiettivi di fisica di CMS è necessario un apparato di rivelazione preciso ed efficiente: nel presente lavoro mi sono concentrato

sullo studio del sistema di tracciamento dell'esperimento (*Tracker*, Cap. 3) e sullo sviluppo di un metodo che testasse il corretto funzionamento del medesimo. In particolare mi sono occupato dello studio dell'allineamento degli elementi sensibili (moduli) di cui è composto il tracciatore: utilizzando processi del Modello Standard, in particolar modo la produzione di bosoni Z e W ( $pp \rightarrow WX$  e  $pp \rightarrow ZX$ ) e sfruttando il loro decadimento in leptoni ( $Z \rightarrow ll$  e  $W \rightarrow l\nu$ ), è possibile utilizzare tali tracce per una verifica del corretto posizionamento dei moduli all'interno del rivelatore. L'obiettivo del lavoro è stato quello di realizzare una selezione *on-line* dei processi descritti, utilizzando cioè delle variabili per la selezione che provenissero da un livello di trigger elevato (HLT, *High Level Trigger*), che non facesse uso di algoritmi di ricostruzione e di grandezze *off-line*.

In primo luogo ho riprodotto i risultati della selezione ufficiale della collaborazione CMS per i processi  $Z \rightarrow ll$  e  $W \rightarrow l\nu$ : tale selezione è di tipo *off-line*, in quanto fa uso di variabili ricostruite attraverso diverse selezioni di trigger. Ciò ha comportato la scrittura *ex novo* di un codice C++ che riproducesse i risultati ufficiali (Cap.4) utilizzando i tagli descritti nella selezione.

Una volta riprodotti i risultati sono passato allo studio dell'andamento dell'efficienza di selezione e della purezza dei campioni al variarne di criteri (Cap.5), utilizzando variabili non più ricostruite *off-line*, ma provenienti dalla selezione effettuata dall'HLT, al fine di velocizzarne la selezione. Lo scopo ultimo di questo lavoro è stato infatti quello di indagare la possibilità di avere uno *stream* di dati su cui eseguire ripetutamente gli algoritmi di allineamento per il tracciatore.



# Capitolo 1

## Il Modello Standard

L'unificazione delle quattro interazioni fondamentali che regolano tutti i fenomeni naturali finora noti è un obiettivo molto ambizioso ed importante per la fisica moderna. Mentre per l'interazione gravitazionale sembra ancora lontana una soddisfacente teoria che la unifichi alle altre, e per l'interazione forte occorrono ulteriori prove per confermare l'ipotesi di una Great Unification Theory (GUT), l'unificazione delle interazioni debole e elettromagnetica è descritta dal cosiddetto Modello Standard (MS) con una struttura formale che fino ad ora è stata egregiamente confermata dalle prove sperimentali.

### 1.1 Il modello di Glashow-Weinberg-Salam

Nella fisica, la dinamica di un qualsiasi sistema è descritta con il formalismo lagrangiano. Con tale rappresentazione diviene di fondamentale importanza la simmetria della lagrangiana: si pensi all'invarianza della lagrangiana rispetto a traslazioni temporali o rispetto a traslazioni e rotazioni spaziali che implicano la conservazione del quadrimpulso e del momento angolare totale del sistema.

Per dare corpo ad una teoria che spieghi le interazioni fondamentali si utilizza il formalismo lagrangiano della teoria dei campi. In fisica delle particelle, uno dei principi fondamentali della Teoria Quantistica di Campo (QFT) consiste nella simmetria di gauge locale della lagrangiana. Ciò infatti predice la natura dell'interazione fra le particelle e garantisce l'esistenza di quantità fisiche conservate; in sostanza risultano conservate le osservabili associate ai generatori del gruppo di simmetria.

Un'altra caratteristica deve essere quella della rinormalizzabilità della lagrangiana. Le predizioni teoriche di un qualunque modello fisico risultano ottenibili solo attraverso il calcolo perturbativo: nel caso di una teoria non ri-

normalizzabile tale approccio fallisce e dunque la teoria stessa perde qualunque potere predittivo. Si noti che in una teoria di campo l'invarianza di gauge locale è un requisito essenziale per garantire la rinormalizzabilità della lagrangiana.

Il terzo fondamento della teoria dei campi, oltre all'invarianza di gauge della lagrangiana ed alla rinormalizzabilità, consiste nell'unitarietà. Dato il significato probabilistico dell'elemento di matrice inerente un qualsiasi processo fisico, l'integrale di qualunque ampiezza sull'intero intervallo cinematicamente accessibile (eventualmente infinito) deve essere finito e quindi tale da garantire che la somma su tutte le possibilità sia normalizzabile all'unità.

Il modello di Glashow-Weinberg-Salam [1], che formalizza le interazioni elettrodeboli, si basa su una teoria di campo invariante per trasformazioni di gauge locali. Il gruppo di Lie per il quale si ha invarianza locale della teoria è il prodotto diretto del gruppo di ipercarica debole  $SU(2)$  con il gruppo elettromagnetico  $U(1)$ :  $SU(2) \otimes U(1)$ . Il teorema di Noether garantisce, per tale gruppo di simmetria, la presenza di 4 correnti conservate: 2 correnti deboli cariche, una corrente debole neutra e una elettromagnetica neutra.

### 1.1.1 L'invarianza di gauge

I quark e i leptoni, raggruppati in famiglie, sono a loro volta classificabili in doppietti di interazione debole. Le interazioni deboli infatti agiscono soltanto sulla componente ad elicità negativa dei fermioni (*left*) corrispondente alla proiezione dello spin nella direzione opposta al moto della particella, mentre l'interazione elettromagnetica si accoppia indistintamente con la componente ad elicità positiva (*right*) e negativa, purché il campo risulti carico. Poiché il neutrino ha solamente elicità negativa e quindi solo componente left, si ha:

$$\Psi_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \quad \Psi_R = e_R$$

Partendo dalla lagrangiana di Dirac e richiedendo solamente l'invarianza per trasformazioni globali  $SU(2) \otimes U(1)$  si ottiene una lagrangiana ( $\mathcal{L}$ ) del tipo:

$$\mathcal{L} = \bar{\nu}_L i\gamma^\alpha \partial_\alpha \nu_L + (\bar{e}_L + \bar{e}_R) i\gamma^\alpha \partial_\alpha (e_L + e_R)$$

dove  $\alpha$  è un indice di Lorentz e dove non compaiono termini di massa.

Affinché  $\mathcal{L}$  sia invariante per trasformazioni di gauge locali, occorre introdurre la derivata covariante:

$$\partial_\alpha \rightarrow \partial_\alpha - igt^\alpha A_\alpha^a + \frac{1}{2} ig'Y B_\alpha \quad (1.1)$$

dove  $A_\alpha^a$  e  $B_\alpha$  sono i campi di gauge ( $a=1, 2, 3$ ) associati rispettivamente ai generatori di  $SU(2)$  e  $U(1)$  che in una teoria non abeliana prendono il nome di campi di Yang-Mills. I campi che cosí compaiono in  $\mathcal{L}$  non sono ancora quelli fisici reali. Applicando una rotazione ai campi  $A_\alpha^3$  e  $B_\alpha$  di un angolo  $\theta_W$ , detto angolo di Weinberg, si ottengono il campo elettromagnetico  $A_\alpha$  e il campo  $Z_\alpha$ :

$$\begin{cases} Z_\alpha &= \cos \theta_W A_\alpha^3 + \sin \theta_W B_\alpha \\ A_\alpha &= -\sin \theta_W A_\alpha^3 + \cos \theta_W B_\alpha \end{cases}$$

Combinando linearmente  $A_\alpha^1$  e  $A_\alpha^2$  si ottiene:

$$\begin{cases} W_\alpha^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\alpha^1 - iA_\alpha^2) \\ W_\alpha^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\alpha^1 + iA_\alpha^2) \end{cases}$$

Introducendo ora la trasformazione (1.1) e facendo comparire i campi fisici  $A$ ,  $Z$  e  $W^\pm$ ,  $\mathcal{L}$  diventa:

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2\sqrt{2}} g (J_\alpha^+ W^{(+)\alpha} + J_\alpha^- W^{(-)\alpha}) + \frac{1}{2} \sqrt{g'^2 + g^2} J_\alpha^Z Z^\alpha - e J_\alpha^{EM} A^\alpha \quad (1.2)$$

dove

$$\begin{aligned} J_\alpha^+ &= \bar{\nu}_L \gamma_\alpha e_L \\ J_\alpha^- &= \bar{e}_L \gamma_\alpha \nu_L \\ J_\alpha^Z &= J_\alpha^3 - 2 \sin^2 \theta_W J_\alpha^{EM} \\ J_\alpha^{EM} &= -(\bar{e}_R \gamma_\alpha e_R + \bar{e}_L \gamma_\alpha e_L) \end{aligned}$$

Per ottenere tale lagrangiana in cui compare la corrente  $J_\alpha^{EM}$  è stato necessario imporre le condizioni:

$$-g \sin \theta_W + g' \cos \theta_W = 0$$

$$\frac{g'g}{\sqrt{g'^2 + g^2}} = e$$

La lagrangiana cosí ottenuta prevede l'esistenza di due campi di gauge carichi ( $W_\alpha^+$  e  $W_\alpha^-$ ) che si accoppiano solo con fermioni left (le correnti  $J_\alpha^+$  e  $J_\alpha^-$  sono puramente deboli) e due campi neutri ( $Z_\alpha$  e  $A_\alpha$ ) che interagiscono con entrambe le componenti left e right.

### 1.1.2 Il bosone di Higgs e l'introduzione del termine di massa

Affinché la teoria descriva una reale fenomenologia delle interazioni è necessario che i campi di materia (fermioni) e i campi di interazione debole (bosoni) descritti in essa acquistino una massa. La rottura spontanea di simmetria, che avviene attraverso il meccanismo di Higgs, è stata introdotta per spiegare l'origine delle masse senza rompere l'invarianza di gauge locale della lagrangiana, requisito essenziale per la rinormalizzabilità del MS. Il meccanismo prevede l'introduzione all'interno della lagrangiana di un isodoppietto debole di campi scalari complessi, il campo di Higgs  $\phi$ , e un potenziale  $V$  dipendente da quest'ultimo:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

$$V(\phi^\dagger\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad \mu^2 < 0, \lambda > 0$$

Tale potenziale ha l'andamento mostrato in figura 1.1:

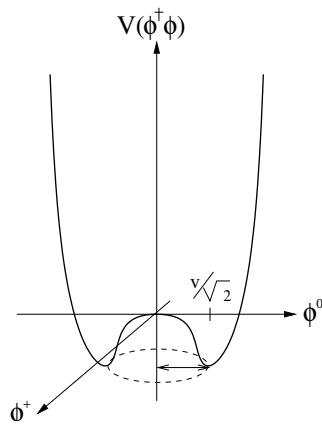


Figura 1.1: *Andamento del potenziale di Higgs*

Il potenziale  $V(\phi^\dagger\phi)$  possiede un minimo per  $\phi^\dagger\phi \neq 0$ . Tale minimo è pari al valore di aspettazione sul vuoto. Il luogo dei punti di minimo gode di una simmetria per trasformazioni  $SU(2)$ , ovvero per rotazioni attorno all'asse

$V(\phi^\dagger\phi)$ : pertanto viene scelto arbitrariamente un minimo lungo l'asse  $\phi_0$  :

$$\langle \phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}, \quad v^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda}$$

Grazie a questo processo la simmetria viene rotta spontaneamente e uno dei due campi scalari complessi del campo di Higgs rimane a massa nulla (bosone di Goldstone), mentre l'altro diventa un termine massivo e prende il nome di bosone di Higgs. Combinando tale rottura spontanea di simmetria con l'invarianza di gauge della lagrangiana il bosone di Goldstone scompare e solo uno dei 4 bosoni vettori rimane a massa nulla, il quale viene identificato con il fotone ( $\gamma$ ). Gli altri 3 ( $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z$ ) acquistano massa, accoppiandosi con il bosone di Higgs.

Allo stesso modo anche i campi di materia fermionici presenti nella lagrangiana acquistano massa dall'accoppiamento con il bosone di Higgs.

I coefficienti dei termini quadratici che compaiono in  $\mathcal{L}$  sono i termini di massa, in particolare si ha per i due bosoni di gauge:

$$M_W = \frac{1}{2}vg \tag{1.3}$$

$$M_Z = \frac{1}{2}vg \frac{1}{\cos \theta_W} \tag{1.4}$$

da cui si perviene alla relazione:

$$\frac{M_W}{M_Z} = \frac{1}{2}gv \cdot 2 \frac{\cos \theta_W}{gv} = \cos \theta_W \tag{1.5}$$

Inoltre, conoscendo il valore di  $g$  e di  $v$  si ha:

$$M_W = \frac{37.3}{\sin \theta_W} \text{ GeV} \tag{1.6}$$

$$M_Z = \frac{74.6}{\sin 2\theta_W} \text{ GeV} \tag{1.7}$$

ovvero, misurando l'angolo di Weinberg è possibile ottenere informazioni sulla massa <sup>1</sup> dei bosoni Z e W. Dai coefficienti dei termini triplici e quartici presenti in  $\mathcal{L}$  è possibile stimare il valore dell'accoppiamento Higgs-particella, proporzionale al quadrato della massa di quest'ultima:

$$BR(H \rightarrow WW) \propto m_W^2$$

$$BR(H \rightarrow ZZ) \propto \frac{1}{4}m_Z^2$$

$$BR(H \rightarrow ff) \propto m_f^2$$

---

<sup>1</sup>I valori della massa e dell'impulso sono espressi in unità di misura in cui la velocità della luce  $c=1$ . Tale convenzione verrà mantenuta in tutto il testo.

da cui poiché  $\sin^2 \theta_W \sim 1/4$ :

$$\frac{BR(H \rightarrow W^+W^-)}{BR(H \rightarrow ZZ)} = 4 \frac{M_W^2}{M_Z^2} \sim 3$$

Come si può notare il decadimento dell'Higgs in una coppia di bosoni W è 3 volte favorito rispetto a quello in una coppia di bosoni Z. Inoltre, vista la dipendenza quadratica dalla massa, l'Higgs tende a decadere nei fermioni più pesanti,  $b$  per i quark e  $\tau$  per i leptoni.

## 1.2 I test sperimentali del Modello Standard

Il Modello Standard è stato ampiamente testato con successo negli ultimi trent'anni a partire dall'esperimento Gargamelle (scoperta delle correnti deboli neutre), passando per UA1 (scoperta dei bosoni vettori W e Z), fino a LEP e SLC (test di precisione sui parametri del MS).

Con l'esperimento di Rubbia e Van der Meer (UA1), che faceva collidere un fascio di protoni con uno di antiprotoni ad un'energia del centro di massa di 540 GeV, si arrivò alla scoperta del bosone W e ad una prima determinazione della sua massa :  $M_W = (80.5 \pm 0.5)$  GeV. In seguito fu aumentata l'energia del centro di massa (630 GeV) e si giunse alla scoperta del bosone Z e a una prima stima della massa:  $M_Z = (93.0 \pm 2.9)$  GeV. Una prima conferma delle previsioni del MS fu dunque possibile:

$$M_W^2 = M_Z^2 \cdot \cos^2 \theta_W \Rightarrow \sin^2 \theta_W = 0.220 \pm 0.009$$

Dopo la scoperta dei bosoni W e Z e la misura della loro massa, l'idea di misurare con precisione le caratteristiche dei due bosoni come test del MS divenne quasi una necessità. In particolare si volevano misurare le seguenti quantità:

- la massa dei bosoni Z e W con una precisione dell'ordine rispettivamente di  $10^{-5}$  e  $10^{-4}$
- il numero di famiglie leptoniche
- gli accoppiamenti dei fermioni (leptoni e quark, soprattutto  $b$  e  $c$ ) con il bosone Z e l'angolo di Weinberg, in particolare  $\sin^2 \theta_W$ , con un'incertezza inferiore al millesimo.
- gli accoppiamenti non abeliani del MS (Triple and Quartic Gauge Coupling)

- cercare il quark top e il bosone di Higgs

L'esperimento che venne realizzato per effettuare tali misure di precisione fu LEP (Large Electron Positron), un collisore elettrone-positrone con energia del centro di massa pari all'incirca a 100 GeV. LEP raggiunse i primi quattro

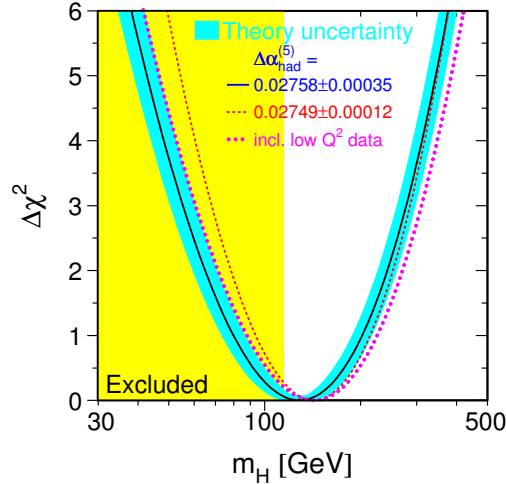


Figura 1.2: Limiti sperimentali sulla massa dell'Higgs dalle misure di precisione delle variabili elettrodeboli (fit elettrodebole). La curva indica  $\Delta\chi^2$  in funzione di  $M_H$ . La regione in giallo è quella esclusa dalle ricerche dirette [2].

obiettivi della lista: la precisione nei risultati ottenuti permise di effettuare una stima della massa del bosone di Higgs, pur non avendolo osservato direttamente. La loro precisione infatti fu tale che il confronto con la teoria richiese che fosse tenuto conto degli ordini perturbativi superiori, nei quali il bosone di Higgs compare come una particella virtuale. Da tutte queste misure ne risultò che il valore più probabile della massa dell'Higgs è

$$M_H = 96_{-38}^{+60} \text{ GeV}$$

D'altra parte le ricerche dirette sul bosone di Higgs fatte a LEP si sono concentrate principalmente sul canale dell'Higgs-strahlung (fig. 1.3), il quale però, non essendo stato osservato, ha permesso di stabilire soltanto un limite inferiore alla massa dell'Higgs:

$$M_H > 114.3 \text{ GeV} \quad \text{al 95\% C.L.}$$

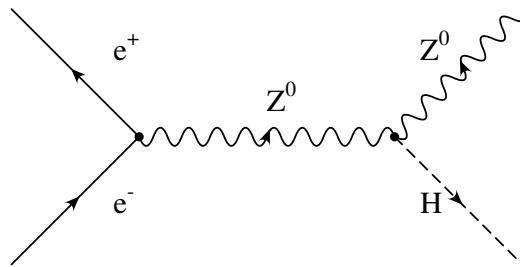


Figura 1.3: *Diagramma di Feynman per il processo di Higgs-strahlung in collisioni  $e^+e^-$*

Va infine ricordato, come considerazione generale, che il MS risulta valido sino alla scala di Planck ( $10^{19}$  GeV) se la massa dell'Higgs risulta compresa tra:

$$130 < M_H < 180 \text{ GeV}$$

### 1.3 La ricerca del bosone di Higgs

Dei vari elementi del MS descritti nella sezione precedente, ad oggi non è ancora stato osservato il bosone di Higgs. La ricerca dell'Higgs è uno degli obiettivi principali di LHC, il collisore protone-protone in grado di raggiungere un'energia del centro di massa di 14 TeV: a tale scala sarà infatti possibile verificare l'esistenza o meno del bosone e cercare evidenze di nuovi fenomeni. A tali energie l'interazione avviene tra i costituenti fondamentali dei protoni, i quark e i gluoni. Il principale processo di produzione dell'Higgs a LHC sarà quello di fusione gluone-gluone (fig1.4 A).

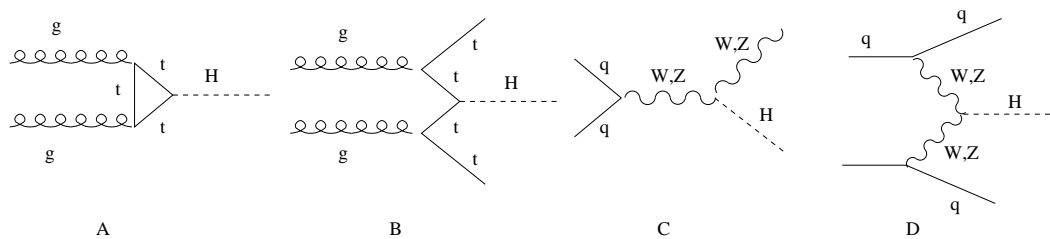


Figura 1.4: *Possibili diagrammi di produzione dell'Higgs a LHC.*

Essendo l'accoppiamento Higgs-fermione proporzionale al quadrato della massa del fermione, il diagramma che contribuisce maggiormente è quello in cui



il flavour del quark scambiato è il top, la particella piú massiva della famiglia dei quark ( $M_t = 171.4 \pm 2.1$  GeV [2]). Gli altri diagrammi possibili di produzione dell'Higgs sono la fusione di due bosoni W/Z (fig1.4 D), la fusione di quark top (1.4 B), e l'Higgs-strahlung (1.4 C).

La figura 1.5 illustra il contributo dei vari canali di produzione in funzione della massa dell'Higgs. Per  $m_H \sim 150 \div 200$  GeV la sezione d'urto è di circa 10 pb. Una volta prodotto, l'Higgs può decadere in diversi stati finali a sec-

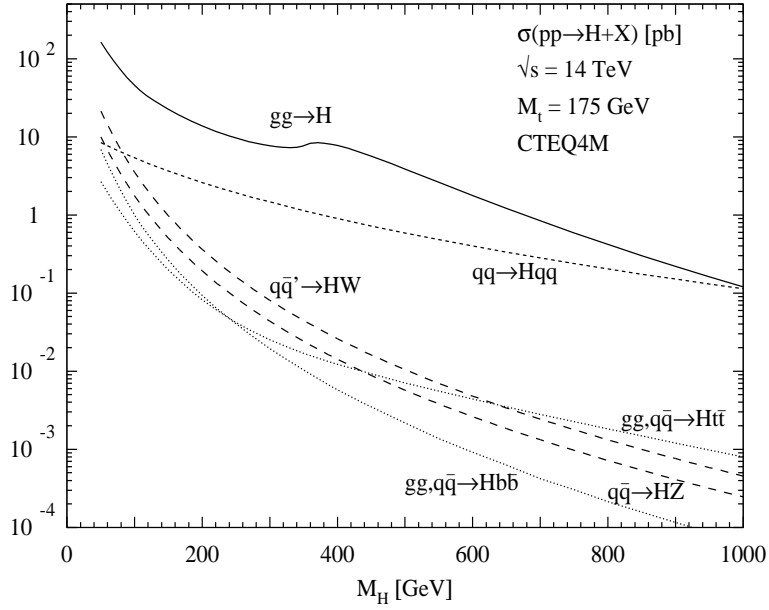


Figura 1.5: Sezione d'urto per diversi meccanismi di produzione dell'Higgs in funzione della massa dello stesso [3].

onda della sua massa (fig1.6). Dal punto di vista sperimentale non sempre il canale con il branching ratio maggiore risulta il piú favorevole per la rivelazione. Si hanno pertanto diversi canali di ricerca a seconda del valore di  $m_H$ :

- se  $m_H \sim 100 \div 140$  GeV il decadimento dell'Higgs in cui si hanno le maggiori probabilità di osservarlo è quello in due fotoni ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ). Anche se il BR è molto piccolo ( $10^{-3}$ ), il fondo è abbastanza basso. Ci si attende di misurare un picco abbastanza stretto nello spettro di massa invariante di due fotoni.
- sempre per basse masse dell'Higgs si può avere il decadimento  $H \rightarrow b\bar{b}$ . Il fondo di QCD di produzione di coppie di b e di coppie di t è dominante

e quindi è impossibile pensare che si possa vedere un Higgs prodotto via fusione di gluoni.

- Il decadimento dell'Higgs in coppie WW ( $H \rightarrow WW$ ), diventa dominante da 130 GeV circa fino alla soglia di produzione di ZZ. Si ricercano stati finali in cui un W decade in leptone-neutrino e un W decade in una coppia di quark oppure quello in cui entrambi i W decadono in leptone-neutrino.
- per  $m_H > 180$  GeV si può osservare il decadimento di  $H \rightarrow ZZ$ . Il canale  $H \rightarrow ZZ \rightarrow llll$  è il cosiddetto *golden channel*. Lo stato finale con 4 leptoni è estremamente pulito e non soffre di un fondo irriducibile. Infatti, data l'alta massa dell'Higgs i leptoni avranno alto momento trasverso, permettendo una buona reiezione del fondo.

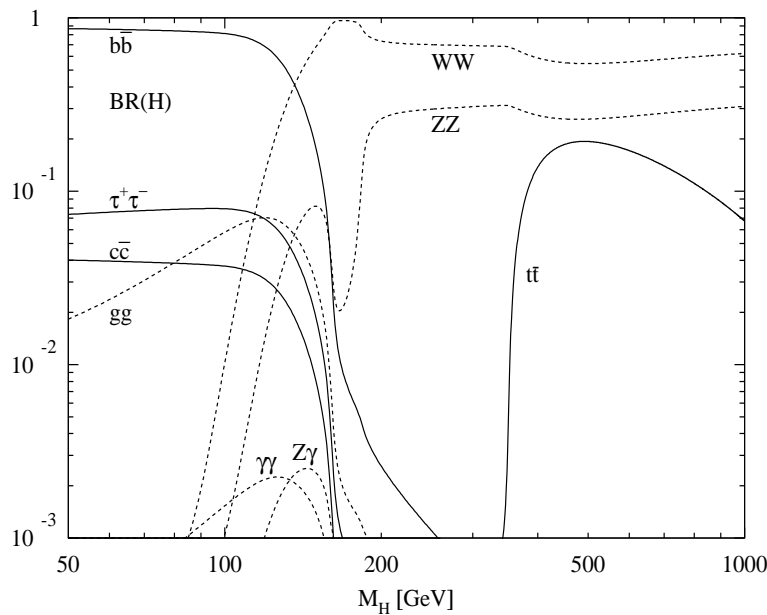


Figura 1.6: *Rapporti di decadimento dell'Higgs in funzione della massa dello stesso [3].*

## 1.4 Altri obiettivi ad LHC

### 1.4.1 Supersimmetria

Questa teoria prevede l'introduzione di una nuova simmetria che elimina le divergenze nelle correzioni ad un loop fermionico per il propagatore del bosone di Higgs. Il Modello Standard viene modificato introducendo un partner supersimmetrico per ogni particella elementare, uguale alla prima in tutti i numeri quantici eccetto che nello spin: a fermioni e bosoni del MS saranno associati rispettivamente bosoni e fermioni supersimmetrici. Secondo la supersimmetria esisterebbero un gran numero di particelle, fino ad ora mai osservate, accessibili alle energie di LHC.

### 1.4.2 Fisica del quark b

L'alta luminosità di LHC sarà fondamentale per produrre in grandi quantità adroni con quark b. Lo studio dei decadimenti di tali bosoni è importante per la comprensione del fenomeno di violazione di CP nelle interazioni deboli. Nell'ambito del MS tale violazione proviene da una fase complessa negli elementi della matrice di mixing dei quark (la matrice CKM). L'osservabile sperimentale della violazione di CP è l'asimmetria che coinvolge i decadimenti dei mesoni neutri contenenti un quark b in autostati di CP ( $f_{CP}$ ). Si pensa che ad LHC si produrranno circa  $10^{12} - 10^{13}$  coppie  $b\bar{b}$  all'anno e quindi avere una statistica importante anche per decadimenti rari come  $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$  in cui  $\Gamma = 3.3 \cdot 10^{-4}$ . La difficoltà sta essenzialmente nel caratterizzare questi eventi in modo non ambiguo.

### 1.4.3 Massa del quark top

Durante il funzionamento di LHC alla massima luminosità si prevede di produrre 10 coppie di  $t\bar{t}$  al secondo. In questo modo si potrà misurare con maggiore precisione la massa del quark top, il cui valore attuale è stimato essere  $m_t = 171.4 \pm 2.1$  GeV. Il principale canale di produzione sarà  $gg \rightarrow t\bar{t}$  ( $\sigma \sim 1nb$ ).

## 1.5 I processi $pp \rightarrow WX$ e $pp \rightarrow ZX$ e le PDF

I processi  $pp \rightarrow WX$  e  $pp \rightarrow ZX$  con il successivo decadimento dei bosoni in leptoni ( $Z \rightarrow ll$  e  $W \rightarrow l\nu$ ) possiedono una grande sezione d'urto e risultano ben noti dal punto di vista della teoria in quanto calcolabili all'ordine perturbativo  $NLO$  (*Next to Leading Order*). Le sezioni d'urto attese ad LHC

per i canali  $Z \rightarrow ll$  e  $W \rightarrow l\nu$  sono rispettivamente dell'ordine di 1 e 10 nb, considerando il volume fiduciale del rivelatore. Questi processi producono nello stato finale leptoni isolati ad alto impulso trasverso  $^2(p_T)$  che risultano pertanto facilmente identificabili dal punto di vista sperimentale.

Queste caratteristiche fanno sí che gli esperimenti ad LHC utilizzino questi processi sia per studi di calibrazione dell'apparato, sia come riferimento per la misura di sezioni d'urto di processi di nuova fisica.

La produzione di una coppia  $l^+l^-$  avviene attraverso lo scambio di un  $\gamma$  o di una  $Z$  in canale  $s$  tra i quark costituenti il protone. La sezione d'urto  $\hat{\sigma}$  del processo partonico  $\bar{q}q \rightarrow l^+l^-$  è nota. La sezione d'urto differenziale per il processo  $pp \rightarrow llX$  può quindi essere espressa tramite la  $\hat{\sigma}_{ij}$ :

$$\frac{d^2\sigma}{dM_{ll}dy}[pp \rightarrow llX] \approx \sum_{ij} (f_{i/p}(x_1)f_{j/p}(x_2) + (i \leftrightarrow j))\hat{\sigma}_{ij} \quad (1.8)$$

dove  $y$  è la rapidità,  $M_{ll}$  è la massa della coppia leptonica ( $ll$ ) e  $f_i(x_i, Q^2)$  sono le cosí dette PDF (Parton Density Function) legate alla probabilità che ad una certa scala  $Q^2$  il partone  $i$ -esimo trasporti una frazione  $x_i$  del quadrimpulso del protone. Un analogo discorso è valido per la produzione di una coppia  $l\nu$  in cui il bosone scambiato è un  $W$  anziché un  $\gamma$  o una  $Z$ .

La conoscenza attuale delle PDF deriva dai dati degli esperimenti di DIS (Deep Inelastic Scattering), principalmente H1 e ZEUS, ed è raccolta in compilazioni elaborate da vari gruppi [4]. L'estrapolazione di tali funzioni alla scala di energia di LHC è una delle incertezze principali nella stima dei tassi dei processi che si osservavano. In letteratura [5] è stato proposto di usare le distribuzioni angolari dei leptoni prodotti nei processi  $pp \rightarrow WX$  e  $pp \rightarrow ZX$  per ridurre tale incertezza. La produzione di una particella di massa  $m_V$  (con  $V = W, Z$ ) nella regione centrale di rapidità del rivelatore ( $y = 0$ ) avviene se è verificata la relazione:

$$x_1 \cdot x_2 \cdot s = m_V^2 \quad (1.9)$$

Ad LHC  $\sqrt{s} = 14$  TeV e questo determina una regione nel piano  $(x_1, x_2)$  rilevante per la produzione di  $W$  e  $Z$  data da  $x_1 \cdot x_2 \simeq 3 \cdot 10^{-5}$ . Valori di rapidità differenti sono in grado di esplorare regioni di  $x$  differenti. Come conseguenza, le rapidità (osservabili) dei leptoni carichi provenienti da  $W$  e da  $Z$  sono collegate alle PDF.

---

<sup>2</sup>Per tutte le definizioni standard delle variabili cinematiche usate nella fisica dei collisori adronici si rimanda al Capitolo 2.

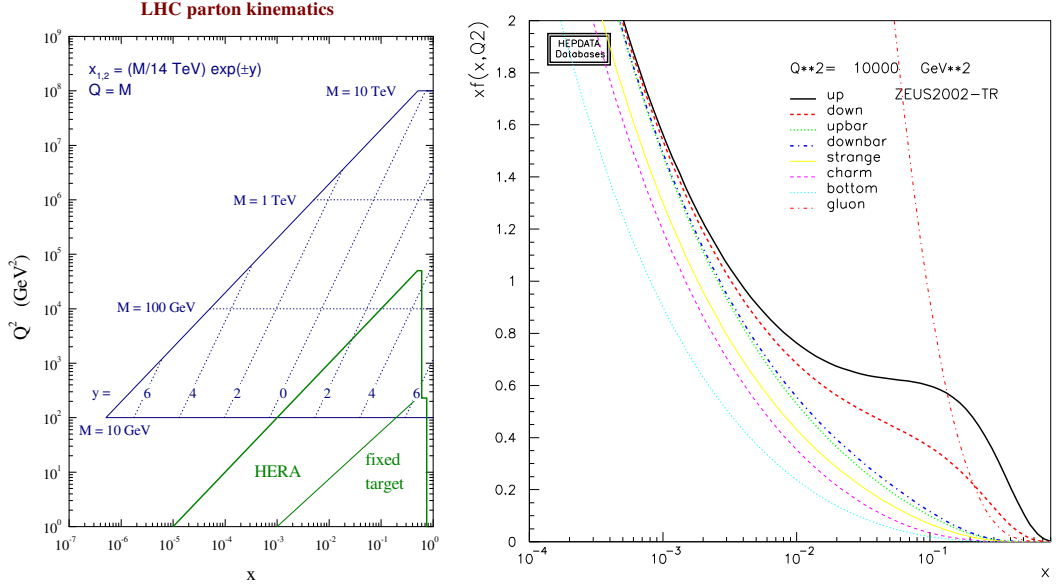


Figura 1.7: A sinistra: Regione del piano cinematico  $(x, Q^2)$  rilevante per LHC. A destra: distribuzione delle PDF a  $Q^2 = 10000 \text{ GeV}^2$  [6].

Ad esempio la figura 1.8 mostra le distribuzioni in rapidità dei bosoni  $W^+$  e  $W^-$  e quella in pseudorapidità dei leptoni carichi che provengono dal loro decadimento. Dalla figura si nota come sia maggiore il numero di eventi  $pp \rightarrow W^+X$  rispetto a  $pp \rightarrow W^-X$ . Infatti la produzione di un bosone vettore richiede un antiquark ( $u\bar{d} \rightarrow W^+$ ,  $d\bar{u} \rightarrow W^-$ ,  $u\bar{u} \rightarrow Z$  e  $d\bar{d} \rightarrow Z$ ). Nella regione centrale ( $y \sim 0$ ) quark e antiquark provengono entrambi dal mare: in questa zona si notano piccole differenze tra il numero di  $W^+$  e quello di  $W^-$ . Alla produzione di bosoni nella regione  $y \neq 0$  contribuiscono invece antiquark dal mare e quark di valenza. Ad LHC pertanto ci si aspetta di avere un numero maggiore di eventi  $pp \rightarrow W^+X$  rispetto a  $pp \rightarrow W^-X$ . Per mettere in evidenza tale comportamento è stato proposto di misurare l'asimmetria tra il numero di  $l^+$  e quello di  $l^-$  in funzione della rapidità  $y$ :

$$A_W = \frac{\frac{d\sigma}{dy}(pp \rightarrow l^+X) - \frac{d\sigma}{dy}(pp \rightarrow l^-X)}{\frac{d\sigma}{dy}(pp \rightarrow l^+X) + \frac{d\sigma}{dy}(pp \rightarrow l^-X)} \quad (1.10)$$

la cui determinazione è affetta da piccoli errori sperimentali, ma il cui valore è sensibile al gruppo di PDF usate ed in particolare a quelle dei quark del mare che sono, insieme a quelle dei gluoni, quelle meno conosciute dagli esperimenti di DIS.

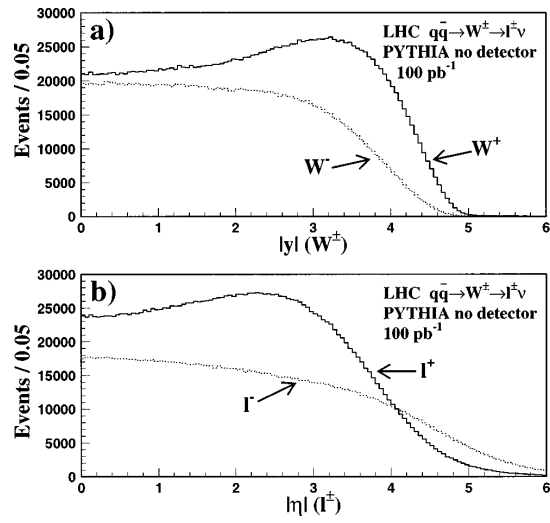


Figura 1.8: *Distribuzione in rapidità dei  $W$  (alto) e in pseudorapidità dei leptoni (basso) per il processo  $q\bar{q} \rightarrow W^{(+/-)} \rightarrow l^{(+/-)}\nu$  ad LHC [5].*

# Capitolo 2

## LHC e il rivelatore CMS

Per esplorare il meccanismo di rottura spontanea di simmetria del settore elettrodebole fino alla scala del TeV è necessario un collider di alta luminosità e con grande energia nel centro di massa. La macchina più opportuna per questo compito sarebbe stato il Superconducting Super Collider (SSC) che avrebbe dovuto essere costruito negli Stati Uniti. Esso era stato disegnato per far collidere fasci di protoni ad un'energia nel centro di massa di 40 TeV. Sfortunatamente il progetto è stato interrotto in seguito a problemi finanziari. Dunque l'unico candidato per lo studio della rottura spontanea di simmetria elettrodebole è il Large Hadron Collider (LHC) [7] che entrerà in funzione al CERN di Ginevra nell'anno 2007.

### 2.1 Il progetto dell'acceleratore LHC

Come detto, la scoperta di qualunque tipo di nuova fisica alla soglia di energia del TeV necessita di un acceleratore ad alta energia e luminosità. L'energia persa in un giro per radiazione di sincrotrone da una particella di carica  $e$ , massa  $m$  ed energia  $E$  che percorre un'orbita circolare di raggio  $R$  nel vuoto è pari a :

$$\Delta E_{giro} = \frac{e^2}{3\epsilon_0} \cdot \frac{E^4}{m^4} \cdot \frac{1}{R}$$

$$\Delta E_{giro} \simeq 7.8 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{E^4}{R} \quad \text{KeV} \quad \text{per protoni}$$

$$\Delta E_{giro} \simeq 8.85 \cdot 10^{10} \cdot \frac{E^4}{R} \quad \text{KeV} \quad \text{per elettroni}$$

se  $E$  è espresso in TeV e  $R$  in Km.

Quindi, per accelerare elettroni all'energia di alcune centinaia di GeV sarebbe stato necessario un acceleratore circolare troppo grande per essere realizzato.

D'altro canto si è dovuta scartare l'idea di un collisore protone-antiprotone poiché sarebbe troppo difficile produrre una quantità sufficiente di antiparticelle per raggiungere la luminosità necessaria. Queste sono le motivazioni per cui un collisore protone-protone è la migliore soluzione per lo studio della fisica ad energie molto alte.

LHC è attualmente in costruzione nel preesistente tunnel lungo 27 km dove era installato l'acceleratore LEP. La massima energia del fascio e la massima energia nel centro di massa sono limitati dall'intensità del campo magnetico dei dipoli necessari per curvare il fascio affinché compia un'orbita circolare. LHC raggiungerà un'energia nel centro di massa di 14 TeV e funzionerà con un rate di bunch crossing di 40 MHz. Durante i primi tre anni di funzionamento la luminosità sarà di  $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (detta "bassa luminosità") e dopo questo periodo iniziale si raggiungerà la cosiddetta "alta luminosità" di  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Infine LHC nella seconda fase non accelererà solo protoni ma anche ioni pesanti. Alcuni parametri inerenti le caratteristiche salienti di LHC sono riportati in tabella 2.1

<b>Parametri</b>	<b>p-p</b>	<b>Pb-Pb</b>
Circonferenza (km)	26.659	
Energia nel centro di massa (TeV)	14	1148
Campo magnetico (T)	8.3	
Numero di particelle per bunch	$1.1 \times 10^{11}$	$8 \times 10^7$
Numero di bunch nell'anello	2808	608
Lunghezza dei bunch (mm)	53	75
Rate di bunch crossing (MHz)	40.08	0.008
Luminosità ( $\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	$10^{34}$	$2 \times 10^{27}$
Dimensioni trasv. del fascio nel punto di interazione ( $\mu\text{m}$ )	15	

Tabella 2.1: *Parametri di funzionamento di LHC per collisioni protone-protone e piombo-piombo ( $^{208}\text{Pb}^{82+}$ ).*

## 2.2 L'ambiente sperimentale a LHC

Poiché i protoni hanno a loro volta una struttura interna, le particelle interagenti che daranno luogo alle collisioni a LHC saranno in realtà i partoni, i quali trasportano una frazione dell'impulso dei protoni determinata dalle PDF. Ciò permetterà di esplorare un largo intervallo di energie per le interazioni fra i partoni utilizzando fasci di fissata energia. Questo comporta però che l'impulso longitudinale totale non sarà noto evento per evento.



La fig.2.1 mostra le sezioni d'urto per diversi processi in funzione dell'energia nel centro di massa delle collisioni protone-protone. La sezione d'urto totale è molto elevata (circa  $10^8$  nb, vedi fig.2.1) mentre la sezione d'urto degli eventi di interesse, per esempio di produzione dell'Higgs, è vari ordini di grandezza più piccola. LHC compenserà la bassa sezione d'urto di produzione dell'Higgs con la luminosità molto alta. Lo svantaggio di una tale luminosità consiste però nel fatto che la frequenza di eventi totale diventa così alta che numerosi eventi si sovrappongono nello stesso bunch crossing. Ogni evento di interesse avrà dunque vari eventi detti di "minimum bias" ad esso sovrapposti. Considerando il rate di bunch crossing di 40 MHz, una luminosità di  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  e la sezione d'urto totale non diffrattiva inelastica protone-protone di 55 mb, si ha un numero medio di 17 eventi sovrapposti ad ogni bunch crossing ("pile-up"). Questa alta frequenza di interazione non è solo molto impegnativa per il sistema di trigger e di acquisizione dati ma implica anche un ambiente ad alta radioattività. Tutti i rivelatori a LHC dovranno dunque essere molto resistenti alle radiazioni, finemente segmentati ed avere una risposta temporale molto veloce.

## 2.3 Il rivelatore Compact Muon Solenoid (CMS)

Il principale obiettivo di LHC è lo studio del meccanismo di rottura spontanea di simmetria elettrodebole. I due esperimenti ATLAS e CMS dovrebbero dunque essere capaci di rivelare qualunque tipo di nuova fisica accessibile alle energie di LHC. Il potenziale di scoperta di questi rivelatori è molto alto poiché, considerata l'energia nel centro di massa di LHC, sarà possibile rivelare nuove particelle fino a masse di 3-4 TeV. Per realizzare questo obiettivo la collaborazione CMS ha progettato un rivelatore molto compatto caratterizzato da un forte campo magnetico, generato da un solenoide superconduttore, pari a 4 T.

Il rivelatore CMS è formato da un barrel cilindrico lungo 21.6 m chiuso da due dischi di endcap, ha un diametro di 15 m ed un peso totale di 12500 tonnellate. La fig.2.2 mostra una vista longitudinale di un quarto di rivelatore mentre in fig.2.3 è riportata una vista in sezione trasversa della regione del barrel.

Il sistema di coordinate di CMS è un sistema destrorso dove l'asse  $x$  punta al centro dell'anello di LHC, l'asse  $y$  punta verso l'alto e l'asse  $z$  è parallelo al fascio. Gli algoritmi di ricostruzione usano inoltre un sistema di coordinate sferico basato sulla distanza  $r$  dall'asse  $z$ , sull'angolo azimutale  $\phi$  rispetto all'asse  $x$  e sulla pseudorapidità  $\eta$ . Quest'ultima è una quantità molto conveniente per descrivere la fisica a LHC. Poiché infatti il centro di massa

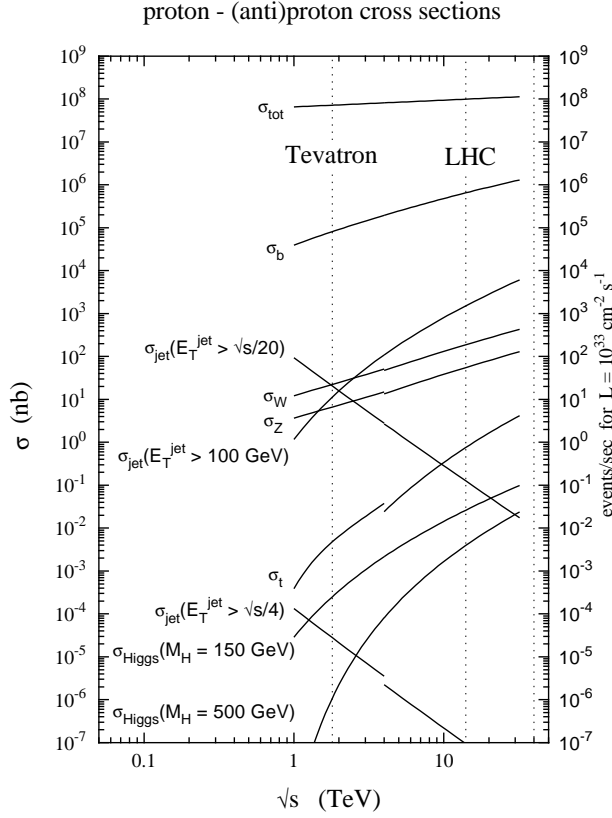


Figura 2.1: Sezione d'urto e tasso di eventi al secondo ad alta luminosità ( $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) per diversi processi in funzione dell'energia nel centro di massa delle collisioni protone-protone.

dell'interazione può avere un *boost* lungo la direzione del fascio, è utile usare quantità sperimentali che siano invarianti o si trasformino in modo semplice sotto tali boost, come il momento trasverso ( $p_T$ ) e la rapidità. Quest'ultima è definita come

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}$$

e risulta trasformarsi in modo additivo sotto boost (se il sistema di riferimento è boostato lungo l'asse  $z$ ,  $y$  in tale sistema sarà la  $y$  nel sistema a riposo più una costante). Per questo motivo la rapidità è spesso usata per descrivere le distribuzioni angolari poiché la distribuzione differenziale degli eventi in tale variabile ( $dN/dy$ ) è invariante sotto boost nella direzione longitudinale. Nel limite di particelle ultra-relativistiche ( $p \gg m$ ) la rapidità è approssimata

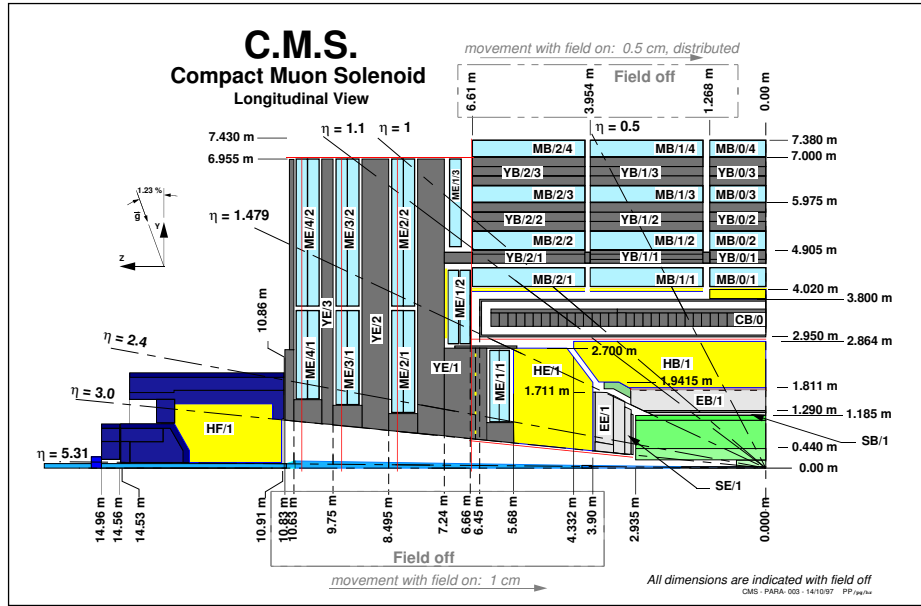


Figura 2.2: Vista longitudinale in sezione di un quarto del rivelatore CMS.

dalla pseudorapidità

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$$

dove  $\theta$  è l'angolo tra il momento della particella e l'asse  $z$ . La pseudorapidità ha il vantaggio ulteriore di dipendere solo da  $\theta$  e può dunque essere definita anche per particelle di massa e momento sconosciuti.

I criteri di progettazione di base di CMS sono:

- un sistema di rilevamento di muoni ridondante per realizzare una precisa identificazione e misura del loro momento;
- un sistema calorimetrico ad alta risoluzione per una precisa misura dell'energia di fotoni ed elettroni;
- un sistema di tracciamento interno di alta qualità per una buona ricostruzione delle tracce delle particelle cariche.

Per raggiungere questi obiettivi CMS è basato su una progettazione guidata dalla scelta del magnete: un solenoide superconduttore lungo 13 m con un diametro di 5.9 m fornirà un campo magnetico di 4 T, ottenuto con una corrente di  $\sim 20$  kA, che è reso uniforme dal pesante giogo di ritorno. Questo

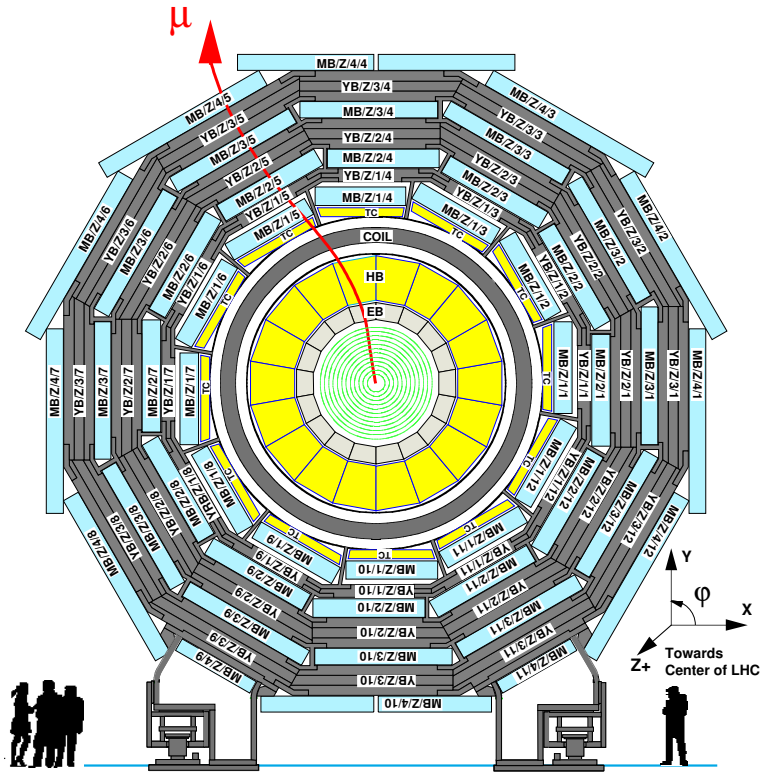


Figura 2.3: Vista in sezione trasversale del rivelatore CMS.

magnete sarà raffreddato con elio liquido ed il giogo alloggerà il sistema di rilevamento dei muoni composto da tubi a drift (*Drift Tubes, DT*) nella regione del barrel, camere a strip catodiche (*Cathod Strip Chambers, CSC*) negli endcap (fino a  $|\eta| < 2.4$ ) e un sistema di camere resistive (*Resistive Plate Chambers, RPC*) con una copertura di  $|\eta| < 2.1$ .

Il rivelatore di tracciamento più interno deve funzionare con una molteplicità di tracce molto alta. Dunque per una precisa ricostruzione dei vertici ed un'affidabile identificazione dei quark  $b$  è necessaria una granularità molto fine. Per questa ragione è stato costruito con rivelatori a pixel e a microstrip di silicio. Il rivelatore a microstrip (di cui è composta la maggior parte del tracciatore) è descritto in modo dettagliato nel capitolo 3. La parte a pixel consiste di tre strati nella regione del barrel e due dischi in ciascun endcap. L'intero sistema di tracciamento in silicio consente la ricostruzione delle tracce cariche con sempre almeno 12 punti misurati ed una copertura fino a  $|\eta| < 2.5$ .

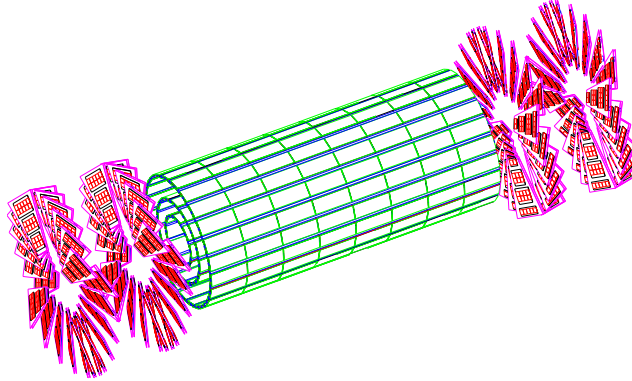


Figura 2.4: *Vista tridimensionale del rivelatore a pixel di CMS.*

Il sistema calorimetrico è posto all'interno del solenoide e deve tuttavia essere sufficientemente spesso da evitare la fuga delle cascate adroniche e degli sciami elettromagnetici all'interno del sistema di rilevamento per muoni. Il calorimetro elettromagnetico (ECAL) è un calorimetro omogeneo composto di cristalli scintillatori in  $PbWO_4$  che coprono tutta la regione  $|\eta| < 3$ . Negli endcap esso è integrato da un rivelatore per il preshowering in piombo e silicio allo scopo di migliorare l'efficienza di rivelazione dei pioni e la risoluzione nella determinazione della direzione di elettroni e fotoni.

Il calorimetro a campionamento adronico (HCAL) consiste invece di piastre di scintillatori plastici alternati con assorbitori in lega di rame. Esso ha la stessa copertura in pseudorapidità dell'ECAL ma è completato da un calorimetro a piccoli angoli (HF) che raggiunge  $|\eta| < 5.3$  migliorando l'ermeticità del rivelatore.

Nelle sezioni seguenti verranno illustrate in modo più specifico le caratteristiche dei calorimetri e dei rivelatori di muoni. Il tracciatore è descritto nel capitolo 3.

### 2.3.1 Il calorimetro elettromagnetico (ECAL)

La produzione di un Higgs leggero che decade in due fotoni è il processo fisico che impone le richieste più stringenti sulle prestazioni del calorimetro elettromagnetico: l'obiettivo è una risoluzione dell'1% sulla massa invariante ( $m$ ) dei due fotoni, può essere espressa come :

$$\frac{\delta m_{\gamma\gamma}}{m_{\gamma\gamma}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\delta E_1}{E_1} \oplus \frac{\delta E_2}{E_2} \oplus \frac{\delta \theta}{\cot g \frac{\theta}{2}} \right) \quad (2.1)$$

dove  $E_1$  e  $E_2$  sono le energie dei 2 fotoni,  $\delta E_1$  e  $\delta E_2$  le rispettive incertezze e  $\theta$  l'angolo compreso tra le direzioni dei 2 fotoni.

La scelta naturale per realizzare tale obiettivo è un calorimetro omogeneo. La collaborazione CMS ha optato per un calorimetro composto di circa 80000 cristalli in tungstenato di piombo ( $PbWO_4$ ). Si tratta di uno scintillatore veloce, resistente alle radiazioni, caratterizzato da un piccolo raggio di Molière (21.9 mm) ed una piccola lunghezza di radiazione (8.9 mm). I cristalli sono lunghi 230 mm nel barrel e 220 mm negli endcap, corrispondenti rispettivamente a 25.8 e 24.7 lunghezze di radiazione; la piccola lunghezza di radiazione permette dunque di confinare completamente lo sciame elettromagnetico all'interno del ristretto spazio disponibile per l'ECAL (ristretto in quanto lo spazio all'interno del solenoide deve essere condiviso con HCAL).

Il calorimetro elettromagnetico deve inoltre essere in grado di distinguere gli sciami originati da pioni neutri o da fotoni e da pioni carichi o da elettroni e ciò richiede una fine granularità. I cristalli sono di forma trapezoidale con la faccia frontale quadrata di  $22 \times 22 \text{ mm}^2$  nel barrel e  $30 \times 30 \text{ mm}^2$  negli endcap in precisa corrispondenza con il raggio di Molière. Tale granularità non è sufficiente negli endcap dove dunque verrà inserito un preshower di granularità più fine: esso consiste di due assorbitori in piombo alternati con due piani di strip in silicio per una lunghezza totale di  $3X_0$ . Tale sistema permetterà dunque la reiezione di coppie di fotoni provenienti da un pione neutro che potrebbero essere confuse con un singolo fotone.

Nel barrel la luce di scintillazione è raccolta da fotodiodi a valanga in silicio (APD) mentre negli endcap sono usati fototriodi a vuoto.

Come mostrato in fig.2.5 l'accettanza dell'ECAL si estende fino a  $|\eta| < 2.8$ .

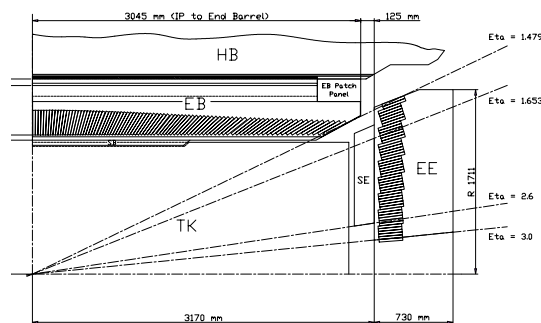


Figura 2.5: Vista longitudinale in sezione di un quarto del calorimetro elettromagnetico di CMS.

Tipicamente la risoluzione in energia di un calorimetro è parametrizzata come

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{E}\right)^2 + c^2 \quad (2.2)$$

dove  $a$  è detto termine stocastico e corrisponde alle fluttuazioni statistiche nel numero dei processi primari che generano il segnale,  $\sigma_n$  è il termine di rumore ed include l'energia equivalente al rumore elettronico ed agli effetti di pile-up ed infine  $c$  è il termine costante correlato con la calibrazione del calorimetro. I differenti contributi alla risoluzione in energia in funzione dell'energia dello sciame attesi per ECAL sono mostrati in fig.2.6. L'obiettivo è di ottenere una risoluzione in energia migliore dell' 1% per  $E > 50$  GeV, energia dei fotoni provenienti da un eventuale decadimento dell'Higgs.

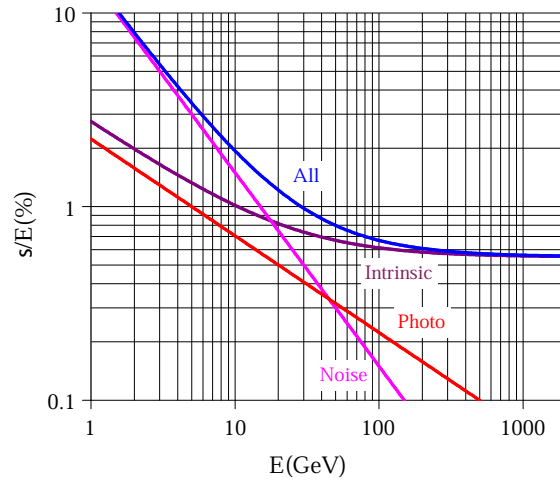


Figura 2.6: Andamento dei diversi contributi alla risoluzione energetica del calorimetro elettromagnetico (Eq. 2.2).

### 2.3.2 Il calorimetro adronico (HCAL)

Il calorimetro adronico circonda l'ECAL ed opera insieme ad esso per la misura dell'energia e della direzione dei jet e per la determinazione dell'energia trasversa mancante. Uno dei principali capisaldi della progettazione dell'HCAL è dunque l'ermeticità. Per tale ragione il barrel e gli endcap che coprono fino a  $|\eta| = 3$  sono completati da un calorimetro posto ad angoli molto piccoli che estende l'accettanza fino a  $|\eta| = 5.3$ .

Il calorimetro nella zona centrale utilizza uno scintillatore plastico segmentato in torri di dimensioni  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$  ed intervallato con piastre assorbitorie in ottone, lega di rame e zinco. Il segnale luminoso è raccolto da fibre ottiche.

Nella regione del barrel lo sciame adronico non risulta interamente confinato all'interno del calorimetro. Dunque all'esterno del magnete è posto un aggiuntivo "tail catcher". Il calorimetro a piccoli angoli è posto fuori dal giogo di ritorno del magnete ad 11 m dal punto di interazione, esso utilizza fibre di quarzo parallele al fascio alternate ad assorbitori in acciaio.

La risoluzione attesa in energia nel barrel, negli endcap e nel calorimetro in avanti è rispettivamente ( $E$  in GeV)

$$\begin{aligned}\frac{\sigma}{E} &\sim 65\%\sqrt{E} \oplus 5\% && \text{(barrel)} \\ \frac{\sigma}{E} &\sim 85\%\sqrt{E} \oplus 5\% && \text{(endcap)} \\ \frac{\sigma}{E} &\sim 100\%\sqrt{E} \oplus 5\% && \text{(forward)}\end{aligned}$$

### 2.3.3 Il sistema di rilevamento dei muoni

Il compito del sistema di rilevamento dei muoni è di identificare gli stessi e di misurare il loro momento trasverso anche senza il contributo del tracciatore al silicio. Il rilevamento dei muoni è di vitale importanza poiché esso fornisce un chiaro indizio per molti processi fisici di cruciale interesse.

Il sistema di rilevamento dei muoni è integrato nel giogo di ritorno del magnete: il materiale posto prima di esso protegge il rivelatore dalle tracce cariche diverse dai muoni consentendo l'identificazione di questi anche in condizioni di alta luminosità. Il valore di soglia minimo di un muone affinché possa giungere alle camere ed essere rivelato è  $p_T \sim 5$  GeV.

Il rivelatore di muoni è composto da tre sistemi indipendenti che sfruttano tecnologie differenti. Nel barrel, dove l'occupanza<sup>1</sup> delle tracce è bassa ed il campo magnetico è ben contenuto nel giogo di ritorno del magnete, sono installati tubi a drift (DT). Negli endcap sono usate camere a strip catodiche (CSC) poiché la loro buona risoluzione spaziale (50  $\mu m$ ) e temporale le rende efficienti anche con alti livelli di occupanza ed in presenza di un campo magnetico inhomogeneo. Infine sia nel barrel che negli endcap il sistema è completato da camere resistive (RPC): queste hanno una risoluzione spaziale

---

<sup>1</sup>L'occupanza è definita come la frazione di canali del rivelatore attraversata da particelle in grado di produrre un segnale rilevabile in un certo evento.



limitata ma una risposta veloce ed una risoluzione temporale (1 ns) molto buona quanto molto utile per il trigger. Inoltre esse sono usate in aggiunta ai DT ed alle CSC nella misura del momento trasverso per garantire la ridondanza del trigger. Le RPC coprono la regione  $|\eta| < 2.1$ . La struttura del sistema di rilevamento dei muoni è mostrata in fig.2.7.

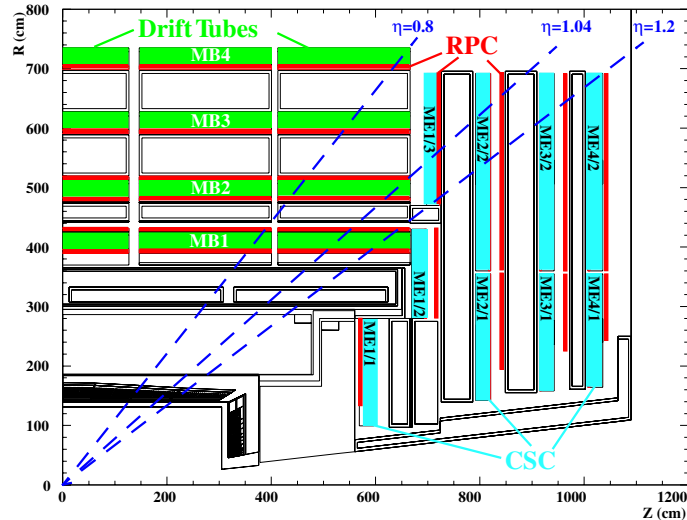


Figura 2.7: Vista longitudinale in sezione di un quarto del sistema di rilevamento dei muoni di CMS.

Le DT sono raggruppate in quattro stazioni (cilindri concentrici) dette MB1, MB2, MB3 ed MB4; ogni stazione consiste di 12 camere in  $\phi$  fatta eccezione per la MB4 che è composta di 14 camere. Le CSC sono disposte in quattro dischi, anche esse chiamate stazioni, piazzate fra i dischi di ferro del giogo e dette ME1, ME2, ME3 ed ME4.

### 2.3.4 Il sistema di trigger e la selezione on-line

L'ambiente sperimentale a LHC imporrà esigenze stringenti sul sistema di trigger: ad alta luminosità il tasso totale di eventi è dell'ordine di  $10^9$  Hz, al confronto del quale la frequenza degli eventi di interesse è molto piccola. Inoltre la dimensione dei dati di ciascun evento è di circa 1 MB e quindi tale quantità di eventi richiederebbe troppo spazio disco per essere registrata. In fig.2.8 sono mostrati la sezione d'urto ed il tasso di eventi di produzione di vari stati finali in funzione della loro massa.

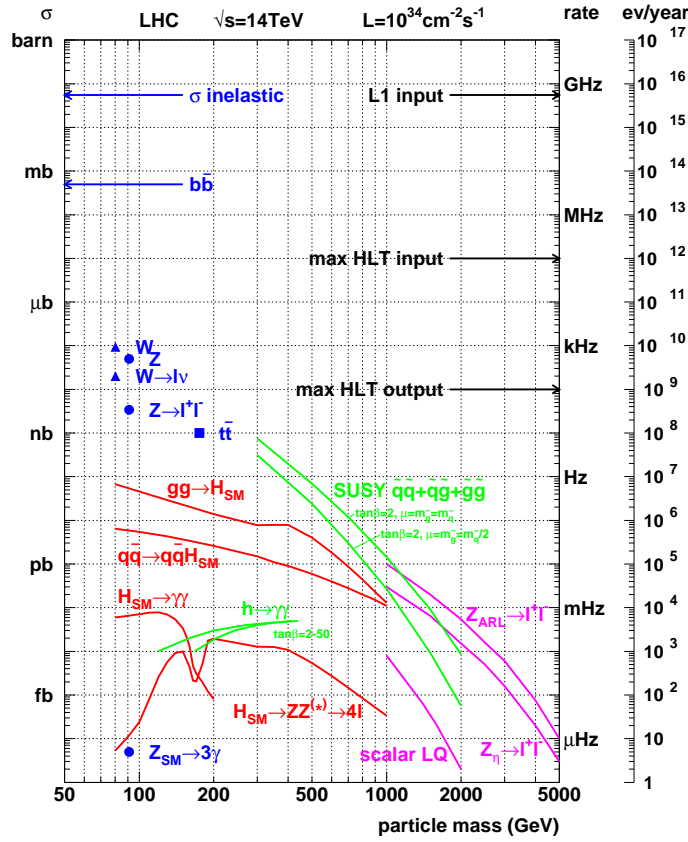


Figura 2.8: Sezione d'urto e tasso di produzione a LHC ad alta luminosità per diversi stati finali di interesse fisico in funzione della loro massa.

La massima frequenza con la quale vengono scritti dati su disco è di 100 Hz (se si scrivesse ad una frequenza maggiore si accumulerebbe infatti una mole di dati impossibile da analizzare in seguito in un tempo utile): l'obiettivo del sistema di trigger è dunque quello di realizzare una consistente selezione "on-line" degli eventi. Questa selezione deve però essere fatta in un tempo piuttosto ristretto, essendo la frequenza di bunch-crossing di 40 MHz (1 interazione ogni 25 ns). Questo spazio temporale risulterebbe troppo limitato per leggere i segnali di tutti i rivelatori: il trigger deve essere capace di selezionare gli eventi sulla base del loro interesse fisico utilizzando sofisticati algoritmi di ricostruzione on-line. Per realizzare ciò il trigger è organizzato in diversi livelli ognuno dei quali realizza la selezione usando soltanto una parte dell'informazione disponibile.

Il trigger di primo livello (*L1*) usa i dati provenienti dalla calorimetria e

dal sistema di rilevamento dei muoni con granularità meno fine, riducendo il tasso di informazioni ad un livello accettabile per il sistema di acquisizione dei dati (il *DAQ*, Data Acquisition System). In Tab.2.2 e 2.3 sono indicate le soglie imposte dal trigger di primo livello su diversi tipi di eventi ed il conseguente tasso di acquisizione rispettivamente per bassa e alta luminosità.

<b>Evento</b>	<b>Soglia (GeV)</b>	<b>Rate (kHz)</b>	<b>Rate cumulativo (kHz)</b>
elettrone/fotone isolato	29	3.3	3.3
di-elettrone/di-fotone	17	1.3	4.3
muone inclusivo	14	2.7	7.0
di-muone	3	0.9	7.9
singolo jet da $\tau$	86	2.2	10.1
due jet da $\tau$	59	1.0	10.9
1 jet, 2 jet, 3 jet	177, 86, 70	3.0	12.5
jet $\times E_T^{miss}$	88 $\times$ 46	2.3	14.3
elettrone $\times$ jet	21 $\times$ 45	0.8	15.1
minimum bias		0.9	16.0

Tabella 2.2: *Soglie imposte dal trigger di primo livello su diversi tipi di eventi e conseguente frequenza di acquisizione per la fase di bassa luminosità.*

<b>Evento</b>	<b>Soglia (GeV)</b>	<b>Rate (kHz)</b>	<b>Rate cumulativo (kHz)</b>
elettrone/fotone isolato	34	6.5	6.5
di-elettrone/di-fotone	19	3.3	9.4
muone	20	6.2	15.6
di-muone	5	1.7	17.3
singolo jet da $\tau$	101	5.3	22.6
due jet da $\tau$	67	3.6	25.0
1 jet, 2 jet, 3 jet	250, 110, 95	3.0	26.7
jet $\times E_T^{miss}$	113 $\times$ 70	4.5	30.4
elettrone $\times$ jet	25 $\times$ 52	1.3	31.7
muone $\times$ jet	15 $\times$ 40	0.8	32.5
minimum bias		1.0	33.5

Tabella 2.3: *Soglie imposte dal trigger di primo livello su diversi tipi di eventi e conseguente frequenza di acquisizione per la fase di alta luminosità.*

Gli eventi selezionati dal primo livello passeranno poi attraverso la selezione del trigger di alto livello (l'*HLT*, High Level Trigger). Mentre il primo è implementato direttamente su hardware programmabile dedicato, quest'ultimo è basato su programmi software funzionanti su una farm di processori commerciali.

L'obiettivo dell'*HLT* sarà dunque quello di ridurre il tasso di eventi da 100 kHz del primo livello a circa 100 Hz, frequenza di scrittura di dati su nastro. All'interno dell'*HLT* possono ancora essere individuate due ulteriori divisioni:

- Il trigger di livello 2 (*L2*) in cui verranno utilizzati soltanto i dati provenienti dai calorimetri e dal sistema di rilevamento muonico
- Il trigger di livello 3 (*L3*) che utilizza oltre alle informazioni di calorimetri e camere a  $\mu$  anche le informazioni provenienti dal tracciatore.

Lo scopo principale del presente lavoro è studiare una selezione on-line per i processi  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$  utili per l'allineamento del tracciatore di CMS. La selezione deve dunque essere effettuata con variabili che siano il più possibili reperibili a livello di *HLT* ( $\mu$  da *L2* e da *L3*, informazioni calorimetriche ...), cercando di non introdurre ricostruzioni e grandezze provenienti da un'analisi off-line. In questo modo si vuole creare uno stream di dati su cui poter eseguire le procedure iterative per l'allineamento dei moduli del tracciatore. Tale campione deve essere caratterizzato da un'alta purezza e da una buona efficienza di selezione. Allo stato attuale gli studi di disallineamento dei moduli sono effettuati con campioni simulati dedicati per i processi  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$ . Questo non rappresenta ovviamente lo scenario che si avrà durante la presa dati in cui, accanto ai processi di segnale, saranno presenti anche le contaminazioni del fondo.

# Capitolo 3

## Il tracciatore di CMS

### 3.1 Prestazioni richieste al tracciatore

Per il raggiungimento degli obiettivi di fisica di CMS è essenziale un sistema di tracciamento ad elevate prestazioni [8]. L'utilizzo di protoni in un collisore costringe a lavorare nel piano trasverso in quanto il momento longitudinale totale ( $p_L$ ) non è noto evento per evento: diventa fondamentale la risoluzione in momento trasverso  $p_T$ <sup>1</sup> di qualsiasi evento si intenda studiare. La ricerca del bosone di Higgs e lo studio dei canali W e Z avverranno principalmente nel canale leptonic per eliminare la complicazione del fondo adronico e quindi risulterà importante una buona risoluzione in momento dei leptoni.

La traiettoria di una particella [9] con momento trasverso  $p_T$  e carica  $ze$  in un campo magnetico costante  $B$  è elicoidale, con raggio di curvatura  $R$ . La relazione che lega tali quantità è :

$$p_T = 0.3 \cdot z \cdot B \cdot R \quad (3.1)$$

dove  $p_T$  è espresso in GeV,  $B$  in T e  $R$  in m .

Sperimentalmente si ha che la distribuzione delle misure di curvatura  $k = 1/R$  è approssimativamente gaussiana e l'errore su di essa ( $\delta k$ ) può essere espresso come la somma in quadratura di una parte dovuta alla risoluzione sulla misura ( $\delta k_{res}$ ) e una parte dovuta allo scattering coulombiano multiplo ( $\delta k_{ms}$ ):

$$\delta k = \sqrt{\delta k_{res}^2 + \delta k_{ms}^2}$$

---

<sup>1</sup>La misura della deflessione nel campo magnetico di una particella carica fornisce informazioni sul  $p_T$  (per brevità nel seguito del testo ci si riferirà al  $p_T$  semplicemente come a  $p$ ). Il momento  $p$  lo si ottiene da  $p = \frac{p_T}{\sin \theta}$ .

Riparametrizzando la formula in termini di  $p_T$  si può scrivere la risoluzione sul momento trasverso di una particella secondo la seguente relazione:

$$\frac{\delta p_T}{p_T} = C_1 \cdot p_T \oplus C_2$$

in cui il termine noto  $C_2$  dipende dallo scattering coulombiano multiplo e non dal momento, mentre il coefficiente angolare  $C_1$  dipende dalla geometria del rivelatore, in particolare:

$$C_1 \propto \frac{\sigma_x}{\sqrt{n} \cdot B \cdot L^2}$$

dove  $n$  è il numero di punti per ricostruire la traccia,  $L$  è la lunghezza della traccia,  $B$  il campo magnetico e  $\sigma_x$  rappresenta la risoluzione sul singolo punto misurato. L'andamento esplicito del coefficiente  $C_1$  (in particolare la dipendenza da  $n$ ) varia in base al fatto che i punti di misura siano o no equidistanti e in base ai vincoli applicati al fit della traccia.

Per piccoli impulsi è dominante il termine coulombiano  $C_2$ , mentre si può vedere come per minimizzare il termine  $C_1$ , e quindi aumentare la risoluzione, sia importante avere un tracciatore sufficientemente lungo ( $L$  grande). La risoluzione sul punto misurato ( $\sigma_x$ ) è data da:

$$\sigma_x = \sqrt{\sigma_{Si}^2 + \sigma_{sist}^2} \quad (3.2)$$

dove  $\sigma_{Si}$  rappresenta la risoluzione intrinseca sul punto misurato dai rivelatori (nel caso del tracciatore dalle strip di  $Si$ ) e  $\sigma_{sist}$  è l'errore sistematico sulla conoscenza della posizione spaziale del modulo colpito dalla particella. Le procedure di allineamento tendono a minimizzare il termine sistematico.

Il tracciatore, oltre a garantire la precisione nella misura in momento delle particelle cariche, è di notevole importanza per il contributo che fornisce ad altri sottorivelatori di CMS.

Le prestazioni del calorimetro elettromagnetico (ECAL), ad esempio, potranno essere molto migliorate grazie all'apporto del tracciatore nell'isolamento dei  $\gamma$  e degli  $e$  allo scopo di diminuire i fondi del canale  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Inoltre va ricordato che la risoluzione sull'impulso attesa dalle camere a  $\mu$  sarà ottenuta dall'analisi off-line combinata con la ricostruzione effettuata dal tracciatore. Anche per gli stati finali in cui compaiono quark  $b$  sarà di grande importanza l'abilità di individuare con precisione i vertici secondari, per poter effettuare un efficiente b-tagging.

Per fare questo il tracciatore dovrà soddisfare a richieste precise:

- Quando LHC funzionerà a pieno regime ( $\mathcal{L} = 10^{-34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) si prevede un evento ogni 25 ns. Al tracciatore è richiesta rapidità nelle prestazioni, soprattutto nella ricostruzione delle numerose tracce che lo attraverseranno.
- L'alta densità di tracce adroniche sarà causa di un altissimo tasso di radiazioni a cui sarà esposto l'intero tracciatore (fino a  $10^{14} \text{ MeV n-eq/cm}^2$  nelle regioni più interne del rivelatore a microstrip ). La resistenza alle radiazioni sarà una caratteristica imprescindibile per qualsiasi componente del tracciatore.
- Minimizzare il materiale di cui è costituito il tracciatore allo scopo di ridurre lo scattering coulombiano multiplo delle particelle, ridurre l'interazione dei fotoni con la materia e minimizzare la bremsstrahlung degli elettroni. Lo spessore di materiale attraversato, in termini di lunghezze di radiazione, in funzione della pseudorapidità della traccia è riportato in fig 3.1.
- L'analisi combinata con le camere a muoni può avvenire solo con un perfetto allineamento tra i due sottorivelatori.

Le prestazioni richieste al tracciatore per il conseguimento di tali obiettivi sono:

1. Capacità di ricostruire su tutto l'intervallo di pseudorapidità ( $|\eta| < 2.5$ ) tracce cariche con  $p_T > 10 \text{ GeV}$  con un'efficienza prossima al 95% anche in ambienti con alta densità di traccia, quali i jet adronici.
2. Risoluzione in momento per tracce isolate ad alto  $p_T$  a livello di:

$$\begin{aligned} \frac{\delta p_T}{p_T} &= (1.5 \cdot p_T \oplus 0.5)\% \quad (\text{per } |\eta| < 1.6) \\ \frac{\delta p_T}{p_T} &= (60 \cdot p_T \oplus 0.5)\% \quad (\text{per } |\eta| < 2.5) \end{aligned}$$

dove il  $p_T$  è espresso in TeV. Unendo le misure del tracciatore con quelle delle camere a  $\mu$  si arriverà ad una risoluzione in impulso dei  $\mu$  che può essere parametrizzata, per  $p_T > 0.1 \text{ TeV}$  come:

$$\frac{\delta p_T}{p_T} \approx (4.5 \cdot \sqrt{p_T})\%$$

3. Risoluzione in parametro di impatto nel piano trasverso ai fasci pari ad almeno  $35 \mu\text{m}$  su tutto l'intervallo di  $\eta$  e di  $75 \mu\text{m}$  nel piano longitudinale.

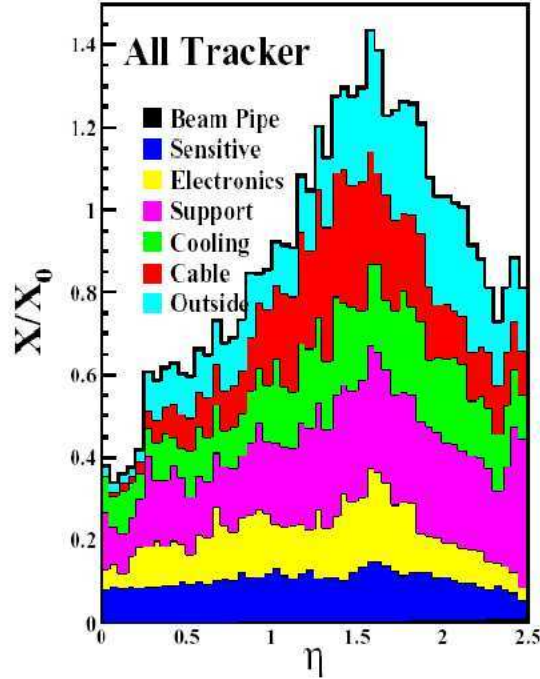


Figura 3.1: *Distribuzione del materiale di cui è composto il tracciatore in funzione della pseudorapidità*

## 3.2 Struttura del tracciatore

Per soddisfare le richieste precedenti la collaborazione CMS ha deciso di costruire il tracciatore centrale interamente con rivelatori a stato solido in silicio. Questi rivelatori possiedono infatti le seguenti caratteristiche:

- Alta risoluzione spaziale, che per i rivelatori scelti è  $10 \div 20 \mu m$ .
- Ottima capacità di separazione tra le tracce, inferiore a  $50 \mu m$ . Tale requisito è molto importante in un collisore adronico come LHC.
- Velocità di raccolta del segnale, dell'ordine dei 10 ns, ideale per un acceleratore ad alta luminosità .

La struttura del tracciatore di CMS è mostrata in fig. 3.2.

L'intervallo di pseudorapidità coperto dal tracciatore è  $|\eta| < 2.5$  con un'estensione radiale da 4.3 cm fino a 120 cm. L'intervallo coperto in  $z$  si estende



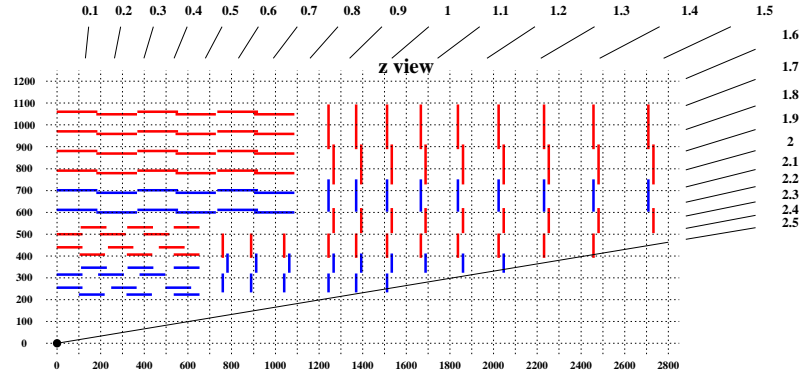


Figura 3.2: Vista longitudinale di 1/4 del tracciatore di CMS: in blu i moduli double-sided e in rosso i moduli single-sided. Le unità di misura sugli assi sono in mm.

da -270 cm a +270 cm. la regione piú interna è costituita da rivelatori a pixel, quella piú esterna da rivelatori a microstrip di silicio.

### Il rivelatore a pixel

I rivelatori a pixel (Fig.3.3 ) in uso a CMS avranno una superficie attiva di  $6.45 \times 1.60 \text{ cm}^2$  e celle di dimensioni  $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ . La parte attiva sarà una giunzione  $n^+n$  e sul fondo del substrato vi sarà un impianto  $p^+$  necessario per polarizzare la giunzione. L'impianto avrà un'area  $78 \times 78 \mu\text{m}^2$  e sarà circondato da un anello di guardia  $p^+$ . Dato che la quantità di radiazione a cui saranno esposti ne causerà l'inversione del drogaggio, questi sensori dovranno funzionare a 300 V di tensione di polarizzazione e dovranno essere in grado di reggere tensioni fino a 600 V. Il rivelatore a pixel sarà composto da tre strati di barrel (posti a 4.3 cm, 7.2 cm e 11.0 cm di raggio dal punto di interazione) e due dischi per ciascun endcap (a 33.7 cm e 46.5 cm in  $z$ ). L'intero rivelatore consiste di un totale di 4.4 milioni di pixel quadrati che forniscono una risoluzione spaziale di  $\sim 15 \mu\text{m}$ . Tuttavia nella fase iniziale a bassa luminosità solo due strati nel barrel ed uno nell'endcap saranno installati e dunque la regione di funzionamento sarà limitata a  $|\eta| < 2.0$ .

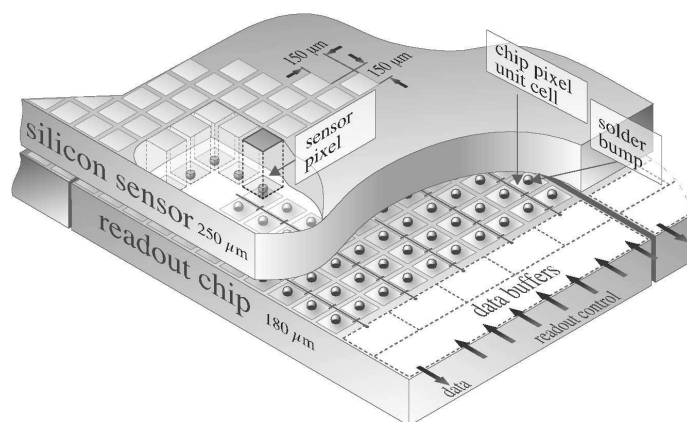


Figura 3.3: *Schema di un rivelatore a pixel.*

### Il rivelatore a microstrip

La geometria cilindrica della parte a microstrip pone una prima divisione delle sue sezioni tra *barrel* ( $|\eta| < 1.6$ ) e *endcaps* ( $|\eta| > 1.6$ ).

Il barrel a sua volta si suddivide in TIB (Tracker Inner Barrel) e TOB (Tracker Outer Barrel) posti rispettivamente nella parte piú interna ( $20 < r < 60$  cm) e piú esterna ( $60 < r < 120$  cm). Accanto al TIB ( $z = 80 \div 120$  cm) c'è il TID (Tracker Inner Disk) costituito da anelli di raggio differente concentrici alla linea di fascio su cui sono montati i rivelatori al silicio. Infine, nella parte relativa agli endcaps troviamo il TEC (Tracker End Caps), capace di coprire un intervallo di pseudorapidità  $1.0 < \eta < 2.5$ . Nel TIB e nel TOB le strip sono disposte parallelamente alla direzione dei fasci, mentre nel TID e nella TEC sono disposte in direzione radiale.

L'elemento basilare che costituisce un rivelatore a microstrip di silicio è la giunzione *pn*. Due semiconduttori, uno drogato con atomi trivalenti (*p*) e uno drogato con atomi pentavalenti (*n*), sono messi in contatto: le lacune e gli elettroni diffondono attraversando la giunzione. Si crea così a cavallo della giunzione una regione di campo elettrico che si oppone al moto delle cariche libere generate termicamente. La regione privata delle cariche libere può essere estesa applicando un campo elettrico esterno in modo da svuotare completamente l'intera giunzione e creare un volume utile per la raccolta delle cariche generate dal passaggio di una particella ionizzante.

I rivelatori a microstrip di CMS sono costituiti da un substrato in silicio drogato *n* sul quale sono depositate a distanza regolare strisce in silicio  $p^+$ .

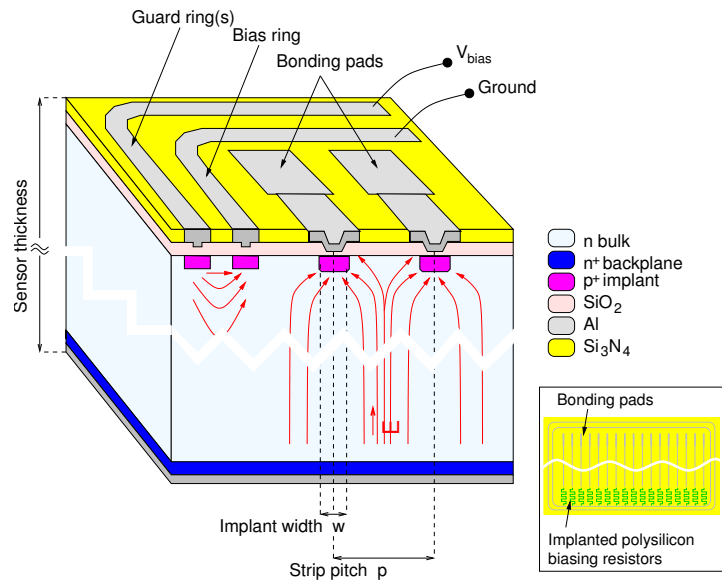


Figura 3.4: *Schema di un rivelatore a microstrip.*

Il numero di rivelatori a microstrip al silicio è pari a 15000 con un passo da 80 a 180  $\mu m$ . Alcuni sensori sono "stereo", composti da due moduli di strip montati schiena contro schiena e ruotati di 100 mrad uno rispetto all'altro per garantire una misura bidimensionale del punto di passaggio della particella carica.

Se la lettura effettuata dall'elettronica è digitale la strip ha un segnale se la carica raccolta è maggiore di una certa soglia; nel caso di una lettura analogica, invece, si legge la carica depositata su ciascuna strip .

La lettura dei dati del tracciatore di CMS sarà svolta interamente in modo analogico. Questa scelta comporta un miglioramento della determinazione nella misura del punto di passaggio della particella in quanto permette una migliore comprensione del noise . Inoltre in CMS la particella carica che transita attraverso le strip è soggetta, in seguito alla presenza di un campo magnetico, ad una deviazione di un certo angolo detto angolo di Lorentz (pari a  $10^\circ$ ) e quindi si ha un deposito di cariche su più strip adiacenti con un conseguente accensione di più canali. Una lettura analogica permette la determinazione del punto di passaggio della particella attraverso il calcolo del baricentro delle cariche depositate sui canali. La scelta di CMS non è stata attuata anche dall'esperimento concorrente ATLAS, in cui il tracciatore a microstrip utilizza invece una lettura digitale del segnale.

## 3.3 L'allineamento del tracciatore

Il gran numero di sensori al Si ( $\sim 15000$ ) e la loro eccellente risoluzione spaziale ( $10 \div 15\mu\text{m}$ ) rendono l'allineamento dei moduli del tracciatore di CMS un obiettivo complesso e impegnativo.

L'allineamento consiste nella determinazione del corretto posizionamento dei moduli all'interno della geometria del rivelatore. L'accuratezza richiesta in questa fase deve essere tale da non condurre ad una degradazione della risoluzione intrinseca del tracciatore. La conoscenza della posizione dei sensori deve pertanto essere dell'ordine di qualche decina di  $\mu\text{m}$  nel piano trasverso. La procedura di allineamento è finalizzata a minimizzare l'errore sistematico che si commetterebbe nell'individuazione dei moduli in cui è passata la traccia.

### 3.3.1 Fasi dell'allineamento

L'allineamento dei moduli viene realizzato attraverso 3 fasi:

- durante l'assemblaggio delle componenti del tracciatore è stato misurato il posizionamento dei sensori al silicio sui supporti di fibra di carbonio e il posizionamento di questi sulle strutture meccaniche che costituiscono TIB, TID, TOB e TEC. Queste procedure utilizzano di macchine di misura ottiche che ne aumentano la precisione. In questa fase vengono raggiunte risoluzioni spaziali dell'ordine di  $100\text{-}200\ \mu\text{m}$ ;
- una volta assemblati i moduli si passa alla misura del posizionamento relativo attraverso l'uso del Sistema di Allineamento Laser (L.A.S.). Questo metodo fornisce misure relative tra grandi strutture (es. TIB rispetto TOB );
- successivamente si ha l'allineamento con tracce ( leptoni da decadimenti di  $Z$  e  $W$  ). La precisione raggiunta in questa fase è pari a  $\sim 10\mu\text{m}$ .

Durante l'assemblaggio del tracciatore di CMS si è provveduto alla misura delle posizioni e delle orientazioni dei moduli e si è registrato il tutto all'interno di un database.

L'assemblaggio dei sensori sui supporti in fibra di carbonio durante la produzione dei 15000 moduli richiesti è stato effettuato con apparecchiature semi automatiche (*gantry*) in grado di posizionare i sensori con un'accuratezza ed una riproducibilità paragonabili alla risoluzione intrinseca delle strip (minore di  $20\ \mu\text{m}$ ). La figura 3.5 mostra le distribuzioni dei residui di 2 punti di riferimento nella coordinata di misura, perpendicolare alle strip (figura a sinistra),

e dell'angolo di inclinazione delle strip (figura a destra) rispetto alla direzione nominale relative l'intera statistica dei moduli prodotti dall'INFN per il TIB ed il TID. Nel caso del posizionamento delle strip si ha un RMS pari a 9.86 e 10.03  $\mu m$  per le due posizioni di riferimento.

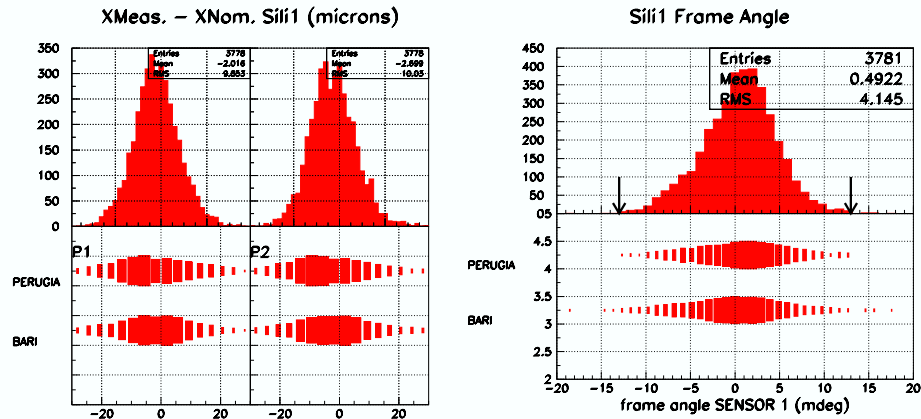


Figura 3.5: *Distribuzioni dei residui di 2 punti di riferimento nella coordinata di misura (figura a sinistra) e dell'angolo di inclinazione delle strip (figura a destra) misurate durante l'assemblaggio dei moduli di TIB e TID.*

In seguito, una volta assemblato il rivelatore, si potrà procedere all'allineamento con laser che, combinato con le misure della prima fase, porterà ad una conoscenza accurata della posizione dei sensori. La fase seguente di allineamento con le tracce sarà basata su una buona conoscenza del posizionamento delle strutture e saranno sufficienti pochi giorni di run a bassa luminosità per disporre del campione di tracce desiderato.

### 3.3.2 Campioni di dati per l'allineamento

Durante il periodo di funzionamento di LHC i campioni di dati utilizzabili per l'allineamento sono:

- $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$
- $W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$

Il motivo per cui si utilizzano tracce di muoni provenienti dai decadimenti dei bosoni Z e W è che tali muoni risultano molto energetici e pertanto all'interno di un campo magnetico si comportano sostanzialmente come tracce dritte, avendo un raggio di curvatura molto ampio. Infatti, data la massa di Z

e di W, i muoni provenienti dal decadimento hanno  $p_T \sim 40$  GeV. Già a bassa luminosità si prevede una produzione di circa 20000 decadimenti  $Z$  e di 100000 decadimenti  $W^\pm$  al giorno (una statistica pari a 1 a 2 milioni di tracce è la stima necessaria per un corretto allineamento del tracciatore).

Il vincolo sulla massa invariante della  $Z$  può inoltre essere sfruttato non solo per correlare le parti di detector che non sono attraversate da una singola traccia (per es. gli endcap), ma fornisce anche una determinazione precisa della scala di energia dei muoni emessi. Si potrebbero anche utilizzare muoni provenienti dal decadimento della  $J/\psi$  ma, avendo basso  $p_T$  (la massa a riposo della  $J/\psi$  è infatti pari a 3.1 GeV), risulterebbero inutili per l'allineamento. Dunque, disporre di tracce con raggio di curvatura molto ampio è di aiuto per l'allineamento di moduli adiacenti del tracciatore.

### 3.3.3 Calcolo dello spostamento di una traccia

Si è calcolato in modo approssimativo lo spostamento della traccia tra 2 layer successivi del TIB e tra 2 moduli contigui dello stesso layer, facendo riferimento alla geometria del tracciatore. Come impulso trasverso ( $p_T$ ) della traccia è stato preso un valore tipico per  $\mu$  provenienti da  $Z$  e da  $W$  pari a 40 GeV. Per una traccia di  $p_T = 40$  GeV la relazione 3.1 con  $B = 4$  T, fornisce  $R = 33.3$  m.

Prendendo come punto di origine una strip su di un modulo del primo layer del TIB, si è calcolato lo spostamento che tale curvatura porta sul layer successivo (secondo) del TIB, posto ad una distanza di 85 mm dal primo.

Lo spostamento calcolato è pari a  $108 \mu\text{m}$ . Se si considera che il passo tra le strip nel primo e nel secondo layer del TIB è pari a  $80 \mu\text{m}$  si avrebbe uno spostamento da una strip alla successiva nel passaggio da layer 1 a layer 2.

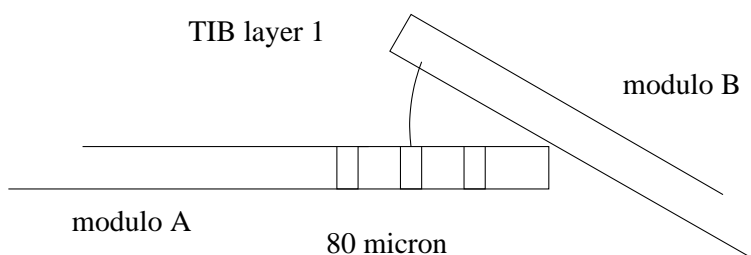


Figura 3.6: *Schema della sovrapposizione di due moduli adiacenti dello stesso layer del TIB. È riportato anche il passo tra le strip.*

Considerando invece la sovrapposizione tra due moduli adiacenti di uno stesso layer del TIB, come mostrato in figura 3.6, si ottiene uno spostamento inferiore.

I moduli, aventi dimensioni  $6 \times 12 \text{ cm}^2$  risultano sovrapposti di circa 2 mm. Lo spostamento calcolato rispetto alla direzione rettilinea della traccia è al massimo  $0.003 \mu\text{m}$ . Se ne può concludere che tracce con tale valore di  $p_T$  risultano utili per l'allineamento dei moduli del tracciatore perché mantengono una direzione quasi rettilinea nell'attraversamento del tracciatore di CMS.

Lo studio dello spostamento nella sovrapposizione di due moduli adiacenti è utile per la determinazione della risoluzione sul singolo punto: utilizzando due hits nella sovrapposizione ed estrapolando un terzo hit nel piano più prossimo è possibile calcolare la risoluzione sul punto.





# Capitolo 4

## Selezione standard di eventi

$$Z \rightarrow \mu\mu \text{ e } W \rightarrow \mu\nu$$

Nella prima fase del lavoro di tesi ho riprodotto i risultati della selezione ufficiale di CMS per i processi  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$ . Questa fase è consistita nel reperimento dei campioni di eventi simulati per lo studio del segnale e del fondo e del loro processamento su GRID, la rete computazionale di LHC. Una volta accessibili, ho scritto un codice C++ in ambiente ROOT [10] per la selezione degli eventi secondo i tagli descritti nella selezione ufficiale [11] che compare nel PTDR (*Physics Technical Design Report*) di CMS [12]. L'analisi è stata sviluppata all'interno del pacchetto ERA (*ExRootAnalysis*) di CMS [13].

### 4.1 Selezione ufficiale

La selezione ufficiale ha come scopo primario una misura della sezione d'urto  $pp \rightarrow WX$  e  $pp \rightarrow ZX$  il piú possibile precisa già durante il primo periodo di funzionamento di LHC durante la quale  $\int \mathcal{L} dt \sim 1fb^{-1}$ . Una selezione affetta da piccole incertezze sistematiche risulta essenziale per la calibrazione dei rivelatori e per una stima dell'efficienza degli stessi durante i primi run di LHC. Poiché l'errore sulla sezione d'urto dipende da quello sull'efficienza di selezione  $\epsilon$ , la selezione ufficiale utilizza tagli per i quali  $\frac{\sigma\epsilon}{\epsilon}$  è supposta essere minima. Per questo motivo si restringe lo studio ad una zona limitata di pseudorapidità  $\eta$  (fissata dai tagli cinematici a livello di generazione dei campioni stessi) e si richiede per alcuni muoni il solo vincolo di essere una traccia *isolata*<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>In seguito verrà chiarito il significato del termine *isolata*

### 4.1.1 Campioni di segnale e di fondo utilizzati

I campioni utilizzati nella selezione sono stati generati con i programmi di simulazione PYTHIA[14] e FAMOS[15]; si sono simulate le principali interazioni fisiche delle particelle dello stato finale e il loro passaggio attraverso il rivelatore CMS con il programma OSCAR[16]; gli eventi sono stati infine ricostruiti con il software ORCA (versione 8.7.3)[17]. I campioni di segnale con i principali fondi e le relative sezioni d'urto sono riportate in Tab. 4.1. I valori delle sezioni d'urto che compaiono sono relativi ai tagli cinematici applicati a livello di generazione e sono calcolati senza il termine di  $k$ -factor<sup>2</sup>. I campioni si riferiscono ad eventi simulati ad alta luminosità e pertanto includono al loro interno anche eventi *soffici* provenienti dalle interazioni tra altri protoni durante un bunch crossing (eventi di *pile-up*).

Campioni	Tagli cinematici	$\sigma$ (nb)	n. eventi
$Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$M_{\mu\mu} > 10 \text{ GeV},  \eta_\mu  < 2.5, p_{T\mu} > 20 \text{ GeV}$	0.795	420000
$Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$	$ \eta_\mu  < 2.5, p_{T\mu} > 20 \text{ GeV}$	0.795	10000
$W^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$	no cuts	17.2	80000
$W^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu$	no cuts	17.2	100000
$b\bar{b} \rightarrow \mu\mu + X$	$M_{\mu\mu} > 10 \text{ GeV},  \eta_\mu  < 2.5, p_{T\mu} > 20 \text{ GeV}$	0.716	10000
$t\bar{t} \rightarrow \mu + X$	$p_{T\mu} > 20 \text{ GeV}$	0.113	15000
$t\bar{t} \rightarrow \mu\mu + X$	$M_{\mu\mu} > 10 \text{ GeV},  \eta_\mu  < 2.5, p_{T\mu} > 20 \text{ GeV}$	0.012	20000

Tabella 4.1: *Campioni utilizzati nella selezione ufficiale (i valori delle sezioni d'urto sono quelli calcolati all'ordine perturbativo piú basso).*

### 4.1.2 Caratteristiche generali della selezione

La selezione degli eventi viene effettuata utilizzando le informazioni provenienti da variabili *off-line*, ottenute dopo che l'evento ha passato tutti i livelli di trigger e su cui si sono potuti applicare degli algoritmi di ricostruzione ( ad es. per l'individuazione della corretta traiettoria della traccia o il computo dell'energia mancante nell'evento). Nella selezione degli eventi si possono individuare tagli eseguiti a livello generale:

- Vengono considerati soltanto i  $\mu$  all'interno dell'intervallo di pseudorapidità  $|\eta| < 2.0$ . Ciò garantisce la selezione in una regione del rivelatore

<sup>2</sup>Il  $k$ -factor è il rapporto tra il valore della sezione d'urto calcolata al primo ordine perturbativo (*Next to Leading Order*) e quello della sezione d'urto di Born (*Leading Order*) di un qualsiasi processo fisico. Per i processi di segnale studiati in questo lavoro vale  $\sim 1.4$

in cui sono presenti sistemi di trigger ridondanti. La necessità di restringere il range cinematico è dettata dalla precisione con cui si vuole misurare la sezione d'urto dei processi di riferimento (la ridondanza del trigger garantisce una buona conoscenza dell'efficienza di acquisizione).

- Viene imposto un criterio di *isolamento* per ridurre il fondo proveniente da  $\mu$  associati a jet adronici. Una traccia, per essere considerata *isolata*, deve avere depositato meno di 40 GeV di energia trasversa nelle torri calorimetriche all'interno della regione angolare  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.3$  attorno al candidato.
- L'energia mancante trasversa dell'evento (MET) è ricostruita dai jet attraverso un algoritmo standard di CMS: *Iterative Cone* [13]. Tale processo raggruppa le energie depositate in torri calorimetriche contigue all'interno di un cono di raggio  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$  prefissato, al fine di ricostruire i jet adronici presenti nell'evento. La procedura è iterativa in quanto comporta la redistribuzione dei depositi di energia condivisi da più di un jet e la ridefinizione ad ogni passo dei quadrimomenti dei jet stessi.
- Le tracce ricostruite dal tracciatore (maggiormente vicine al punto di interazione) devono avere un numero di hits superiore a 5.

### 4.1.3 Selezione di $Z \rightarrow \mu\mu$

L'idea di base è di accettare eventi in cui uno dei due muoni è ricostruito come traccia isolata nella parte centrale del tracciatore anche se non è presente una traccia associata ad essa nelle camere a  $\mu$ . Questo perché si vuole ridurre la dipendenza della selezione dall'efficienza delle camere a  $\mu$  che nelle prime fasi di operazioni di LHC potrebbe essere ancora non ben determinata. I tagli effettuati per il campione  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  sono:

1. L'evento deve superare i criteri di HLT (High Level Trigger)<sup>3</sup>.
2. L'evento deve contenere due tracce candidate *isolate* nell'intervallo  $|\eta| < 2.0$ .
3. Almeno uno dei due candidati deve essere un  $\mu$  identificato come tale, ovvero essere una traccia con delle hits associate nei rivelatori a  $\mu$ . Il secondo candidato è sufficiente che sia una traccia *isolata* nel tracciatore.

---

<sup>3</sup>Nella realtà solo gli eventi che superano i criteri di HLT verranno scritti. Nel caso dei campioni simulati sono presenti anche eventi che non superano tale selezione.

4. I due candidati devono avere entrambi momento trasverso  $p_T > 20$  GeV e la loro massa invariante  $M_{\mu^+\mu^-}$  deve soddisfare il vincolo  $|M_{\mu^+\mu^-} - M_Z| < 3\Gamma_Z$ .

I criteri di selezione descritti portano ad una efficienza pari a  $51.70 \pm 0.08\%$  sul totale del campione generato. Il fondo dominante risulta  $W \rightarrow \mu\nu$  con un contributo dello 0.2 %. Gli altri contributi provengono dal fondo  $b\bar{b} \rightarrow \mu\mu + X$  (0.1%) e dal campione  $t\bar{t} \rightarrow \mu + X$  (0.1%).

#### 4.1.4 Selezione di $W \rightarrow \mu\nu$

Nonostante il tasso di eventi  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$  sia atteso essere di un ordine di grandezza maggiore rispetto a quello  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ , il contesto sperimentale per la selezione risulta piú complesso: efficienza di trigger piú piccola, presenza di energia mancante, assenza di vincolo preciso sulla massa invariante.

I tagli utilizzati sono:

1. L'evento soddisfa i criteri dell'HLT.
2. L'evento deve contenere almeno un candidato muone *isolato* con momento trasverso  $p_T > 25$  GeV e pseudorapidità  $|\eta| < 2.0$ .
3. Eventi con piú di due  $\mu$  con  $p_T > 20$  GeV sono rifiutati.
4. Il sistema composto da  $\mu$  e dal vettore dell'energia mancante trasversa dell'evento ( $MET$ ) deve avere massa invariante compresa nell'intervallo  $40$  GeV  $< M_T < 200$  GeV. Negli studi effettuati nella selezione ufficiale al valore di energia trasversa mancante viene applicata una correzione costante di +5 GeV.
5. Eventi con numero di jet  $> 3$  e con energia trasversa del jet  $E_T > 40$  GeV sono rifiutati.
6. L'acoplanarità<sup>4</sup> tra il vettore  $\mu$  e il vettore  $MET$  deve essere inferiore ad 1 rad.

Affinché il campione  $W \rightarrow \mu\nu$  fosse definito in una regione dello spazio delle fasi piú simile possibile a quello di  $Z \rightarrow \mu\mu$ , di tutti gli eventi generati si sono considerati solo quelli entro l'intervallo cinematico di  $|\eta_\mu| < 2.5$ , che sono all'incirca il 63% dell'intero campione disponibile. I criteri di selezione applicati a questi ultimi portano ad un'efficienza pari a  $40.38 \pm 0.22\%$ . Il fondo

---

<sup>4</sup>L'acoplanarità è definita come  $\pi - \Delta\phi_{(\mu-MET)}$  ed è indice di quanto si discostano tra loro nel piano trasverso il  $\mu$  e la  $MET$ .

dominante in questo campione è  $W \rightarrow \tau\nu$  con un contributo pari allo 1.7%, mentre i restanti contributi sono dati da  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  (0.9%),  $b\bar{b} \rightarrow \mu\mu + X$  (1.0%) e da  $t\bar{t} \rightarrow \mu + X$  (0.3%).

## 4.2 Riproduzione dei risultati della selezione ufficiale

Il primo lavoro è consistito nel riprodurre i risultati ottenuti nella selezione ufficiale, giungendo alle stesse efficienze di selezione e studiando le variazioni di queste ultime in funzione dei criteri di selezione applicati. Il lavoro che ho svolto è consistito nello scrivere un codice C++ che riproducesse i tagli della selezione ufficiale. Il numero di eventi utilizzati per riprodurre i risultati sono riportati nella tabella seguente (Tab. 4.2).

Campioni	n.ro di eventi
$Z \rightarrow \mu^+\mu^-$	50000
$Z \rightarrow \tau^+\tau^-$	50000
$W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$	50000
$W^\pm \rightarrow \tau^\pm\nu$	50000
$b\bar{b} \rightarrow \mu\mu + X$	50000
$t\bar{t} \rightarrow X$	50000

Tabella 4.2: *Campioni utilizzati per riprodurre la selezione ufficiale*

I campioni riportati in tabella sono gli stessi di tabella 4.1, tranne che per il campione  $t\bar{t}$ . Per quanto riguarda tale fondo si è usato un campione  $t\bar{t}$  inclusivo che comprendesse al suo interno i campioni  $t\bar{t} \rightarrow \mu\mu + X$  e  $t\bar{t} \rightarrow \mu + X$ , in quanto quest'ultimo campione non è risultato disponibile sul sito di riferimento. La scelta di utilizzare 50000 eventi per campione in questo studio è il risultato di un compromesso tra l'obiettivo di avere una statistica significativa e la capacità di calcolo di cui si disponeva.

### 4.2.1 Efficienza di selezione per $Z \rightarrow \mu\mu$

Applicando in successione i tagli descritti nel paragrafo 4.1.3 su un totale di 50000 eventi generati se ne sono selezionati 25825, con un'efficienza di selezione pari a:

$$\epsilon = 51.7 \pm 0.4\%$$

dove l'errore è quello statistico. Occorre sottolineare come il contributo del fondo ( $\mu$  non provenienti da Z ma che superano i criteri di selezione), in questo caso, sia inferiore all' 1%. Si nota un' ottima concordanza con il risultato della selezione ufficiale ( $\epsilon = 51.70 \pm 0.08\%$ ). Si sono quindi studiati gli influssi dei vari tagli sull'efficienza di selezione. L'andamento è descritto nel grafico 4.1. I tagli di selezione sono numerati in corrispondenza a quelli descritti nel paragrafo 4.1.3 . Si può osservare che:

- Il taglio 1, che corrisponde al criterio di HLT, porta ad una efficienza di 97.4%.
- La perdita maggiore di eventi, e il conseguente abbassamento della efficienza, si ha in seguito al taglio 2 che corrisponde al criterio di selezione di due tracce *isolate* entro l'intervallo  $|\eta| < 2.0$ . In questo caso l'efficienza diminuisce del 64%.

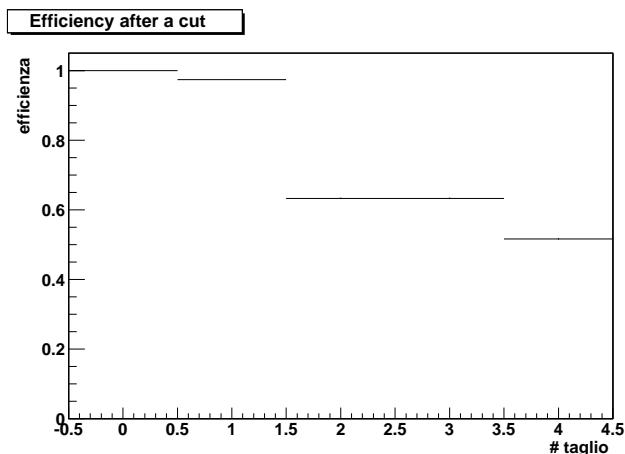


Figura 4.1: *Efficienza di selezione per il campione  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  in funzione del tipo di taglio (gli errori binomiali non sono apprezzabili nella figura).*

In seguito si è studiato l'andamento dell'efficienza di selezione di HLT in funzione della pseudorapidità del  $\mu$ .

Come si nota dal grafico 4.2, c'è una leggera diminuzione delle efficienze in corrispondenza di  $|\eta| \sim 0.25$  e  $|\eta| \sim 0.8$ , ovvero le direzioni in cui si ha la transizione tra due ruote del sistema muonico.

#### 4.2.2 Efficienza di selezione per $W \rightarrow \mu\nu$

Su un campione iniziale di 50000 eventi generati si sono considerati solamente quelli entro l'intervallo di pseudorapidità  $|\eta| < 2.5$ . A differenza del campione

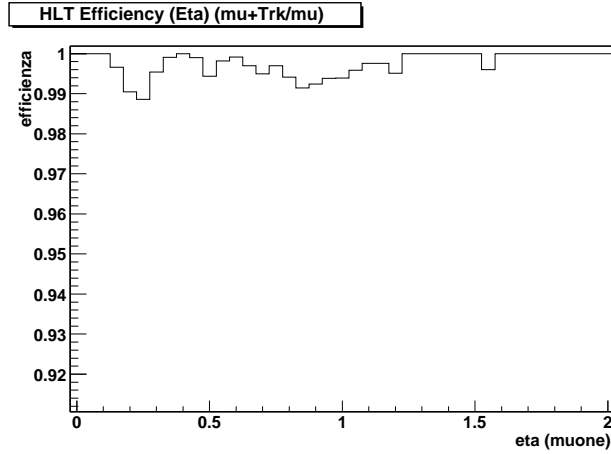


Figura 4.2: *Efficienza di selezione di HLT in funzione di  $|\eta_\mu|$*

di Z, questo vincolo non viene imposto già a livello di generazione. Si è quindi provveduto ad effettuare tale taglio di tipo cinematico, che ha portato ad una riduzione degli eventi da 50000 a 31376. A tale campione di segnale sono stati applicati i tagli in successione del paragrafo 4.1.4 e si sono ottenuti, al termine della selezione, 12971 eventi che portano ad un'efficienza di:

$$\epsilon = 41.3 \pm 0.3\%$$

dove l'errore è anche in questo caso quello statistico. Il contributo del fondo, come per il campione di Z, è inferiore all' 1%. Si nota una discreta concordanza con il risultato della selezione ufficiale (  $\epsilon = 40.38 \pm 0.22\%$  ).

Si sono poi studiati gli influssi dei vari tagli sull'efficienza di selezione. L'andamento è descritto nel grafico 4.3.

Si può vedere come dopo il criterio di selezione di HLT l'efficienza di selezione si riduca notevolmente rispetto a prima (67.5%), arrivando a rifiutare circa 1/3 del campione iniziale. Un altro consistente contributo alla diminuzione dell'efficienza è dato dal taglio 2 che corrisponde alla richiesta di avere almeno un candidato  $\mu$  isolato con  $p_T > 25$  GeV nell'evento.

Il taglio 6, corrispondente alla condizione di acoplanarità, non porta diminuzioni consistenti in quanto, come mostrato in figura 4.4, la maggior parte degli eventi di segnale hanno acoplanarità inferiore a 1 rad.

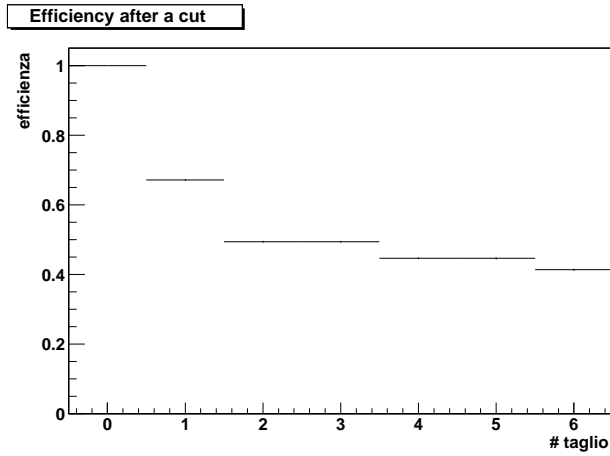


Figura 4.3: *Efficienza di selezione per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$  in funzione del tipo di taglio (errori binomiali non visibili nella figura)*

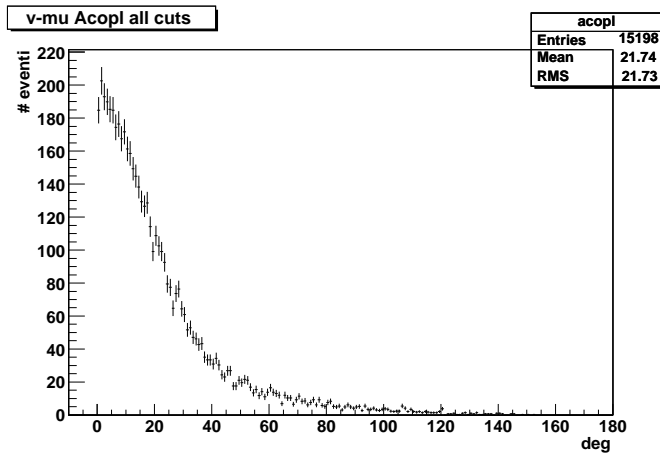


Figura 4.4: *Acoplanarità tra il vettore MET e la direzione del  $\mu$ : nella selezione vengono tenuti solo eventi con acoplanarità inferiore ad 1 rad (circa  $57^\circ$ ).*

### 4.3 Stima del numero di eventi attesi

Disponendo di un campione di  $N_G$  eventi generati, la sezione d'urto accettata ( $\sigma_A$ ) è calcolata come:

$$\sigma_A = \sigma_G \cdot \frac{N_A}{N_G} \quad (4.1)$$



con  $\sigma_G$  sezione d'urto del processo. L'errore binomiale su tale quantità è :

$$\delta\sigma_A = \sigma_G \cdot \sqrt{\frac{N_A(N_G - N_A)}{N_G^3}}$$

Il numero di eventi attesi per i processi in questione è :

- Per  $Z \rightarrow \mu\mu$  la sezione d'urto accettata, ovvero quella di segnale, risulta secondo la 4.1 :

$$\sigma_{sig} = 795 \text{ pb} \cdot (25825/50000) = 411 \pm 2 \text{ pb}$$

La sezione d'urto per il fondo ( $\sigma_{bgd}$ ) è calcolata applicando i tagli di selezione ai campioni  $b\bar{b}$ ,  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  e  $W \rightarrow \tau\nu$ , che costituiscono il fondo del processo, e sommando ciascun contributo:

$$\sigma_{bgd} = 11 \pm 2 \text{ pb}$$

- La sezione d'urto accettata per il processo  $W \rightarrow \mu\nu$  è data da:

$$\sigma_{sig} = 17200 \text{ pb} \cdot (12971/50000) = 4462 \pm 34 \text{ pb}$$

La sezione d'urto per il fondo è calcolata, anche in questo caso, applicando i tagli di selezione ai campioni  $b\bar{b}$ ,  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  e  $W \rightarrow \tau\nu$ , che costituiscono il fondo del processo, e sommando ciascun contributo:

$$\sigma_{bgd} = 174 \pm 5 \text{ pb}$$

Supponendo che ad LHC nel primo anno si raggiunga una luminosità integrata pari a  $\int \mathcal{L} dt \sim 1 \text{ pb}^{-1}$ , il numero di eventi attesi per Z è di  $411 \pm 2$  eventi: i muoni provenienti da questa selezione sono utili per allineare due parti opposte di rivelatore.

Per W il numero di eventi attesi risulta invece di  $4462 \pm 34$  eventi, che è di un ordine di grandezza superiore a quelli attesi per il campione di Z.



# Capitolo 5

## Studi sulla selezione on-line degli eventi

Il lavoro che ho svolto, una volta riprodotti i risultati della selezione ufficiale, è stato quello di studiare l'andamento dell'efficienza di selezione e della purezza dei campioni al variare della selezione e utilizzando dei muoni non più ricostruiti *off-line*, ma provenienti dalla ricostruzione di High Level Trigger, al fine di velocizzare le procedure.

Lo scopo ultimo di questo lavoro è quello di indagare la possibilità di avere uno stream di dati su cui eseguire ripetutamente gli algoritmi di allineamento per il tracciatore.

### 5.1 Studi sul campione $Z \rightarrow \mu\mu$

Il primo passo è stato quello di utilizzare  $\mu$  provenienti da livello di trigger L2 e L3 al posto dei  $\mu$  utilizzati nella selezione ufficiale. Questi ultimi vengono ricostruiti *off-line* con le informazioni di calorimetri, camere a  $\mu$  e tracciatore e vengono perciò detti *global* ( $\mu\text{Glb}$ ).

Questo velocizza la selezione in quanto  $\mu$  da L2 e da L3 sono variabili disponibili *on-line*, ovvero variabili che utilizzano solo informazioni provenienti dalle camere a  $\mu$  (L2) senza l'impiego di algoritmi complessi di ricostruzione della traccia che ne rallenterebbero l'elaborazione.

Ho quindi indagato due procedure di selezione differenti, in cui anziché richiedere 1  $\mu\text{Glb}$  e 1 traccia isolata come nella selezione ufficiale, venivano selezionati:

- 1  $\mu$  da L2 + 1  $\mu$  da L2 oppure
- 1  $\mu$  da L3 + 1  $\mu$  da L3

## Efficienza di selezione

L'andamento delle efficienze per le diverse tipologie di  $\mu$  in funzione dei tagli effettuati è visibile nei grafici 5.1 e 5.2.

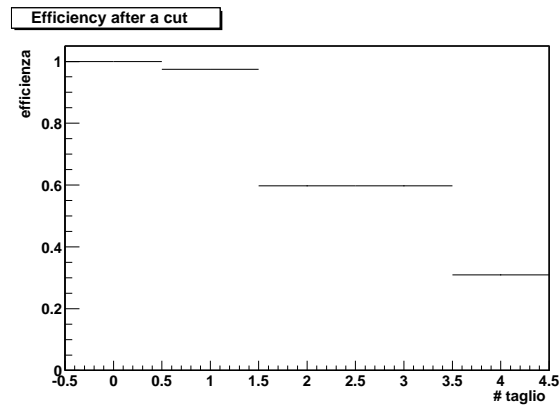


Figura 5.1: *Efficienza di selezione per il campione  $Z \rightarrow \mu\mu$  in funzione del tipo di taglio con  $\mu$  da L2 (errori binomiali non apprezzabili)*

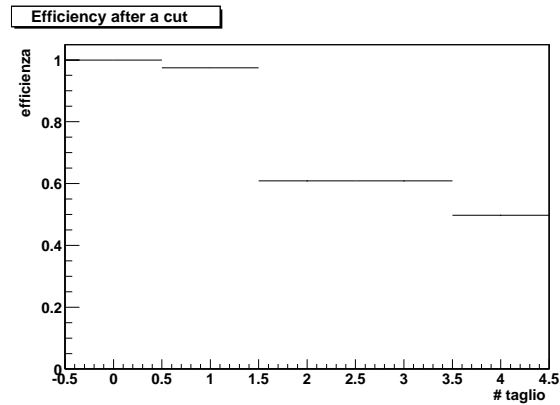


Figura 5.2: *Efficienza di selezione per il campione  $Z \rightarrow \mu\mu$  in funzione del tipo di taglio con  $\mu$  da L3 (errori binomiali non apprezzabili)*

Il confronto tra i risultati ottenuti è riportato nella tabella 5.1.

Per poter effettuare un confronto con i risultati della selezione ufficiale, il calcolo delle sezioni d'urto, realizzato secondo la formula 4.1, è stato eseguito considerando processi al tree-level, in cui non comparissero correzioni perturbative (loop) nei corrispondenti diagrammi di Feynman. Si nota un'evidente

Sezione d'urto	$\mu$ glb + track	$\mu$ L2	$\mu$ L3
$\sigma_{sig}$ (pb)	$411 \pm 2$	$395 \pm 2$	$245 \pm 2$
$\sigma_{bgd}$ (pb)	$11 \pm 2$	$3 \pm 1$	$5 \pm 1$
$\sigma_{bgd}/(\sigma_{sig} + \sigma_{bgd})$	2.6%	0.8%	2.0%
$\epsilon$	51 %	31%	50%

Tabella 5.1: Valori, con errori statistici, delle sezioni d'urto accettate  $\sigma_{sig}$  e di fondo  $\sigma_{bgd}$  relative alle diverse tipologie di  $\mu$  utilizzati.

diminuzione dell'efficienza (60%) nel passaggio da  $\mu$ Glb a  $\mu$ L2. Questo fatto è la conseguenza di un peggioramento della risoluzione nella distribuzione in massa invariante della Z in seguito al cambiamento della tipologia di  $\mu$ . Infatti, come si nota nei grafici seguenti (Fig. 5.3 e Fig. 5.5), sovrapponendo ai dati ottenuti un fit gaussiano si ottiene una deviazione standard maggiore per i  $\mu$  da L2.

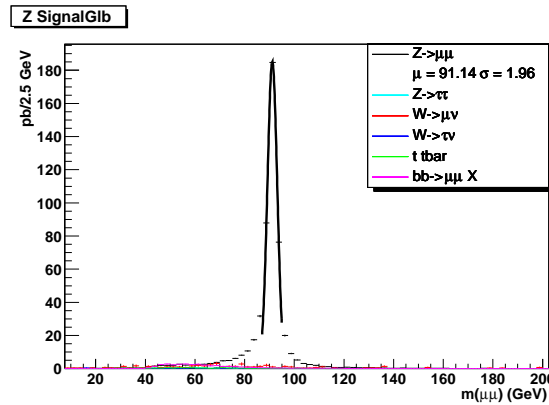


Figura 5.3: Distribuzione in massa invariante della Z ricostruita dalla selezione ufficiale ( $\mu$  Glb + trk isolata) relativo a tutti i campioni simulati. La curva sovrapposta è una gaussiana ( $\mu = 91.14$  GeV,  $\sigma = 1.96$  GeV)

La selezione mantiene fisso l'intervallo di massa invariante ( $M_Z \pm 3\Gamma_Z$ ), ovvero tra 83.7 GeV e 98.7 GeV. L'allargamento della distribuzione (da  $\sigma \sim 2$  GeV a  $\sigma \sim 9$  GeV) fa sí che cadano meno eventi selezionati entro l'intervallo di massa invariante e quindi che diminuisca l'efficienza di selezione. Nella tabella 5.2 si sono considerati gli estremi dell'intervallo delle due distribuzioni, espressi in termine di valor medio  $\mu$  e larghezza  $\sigma$ .

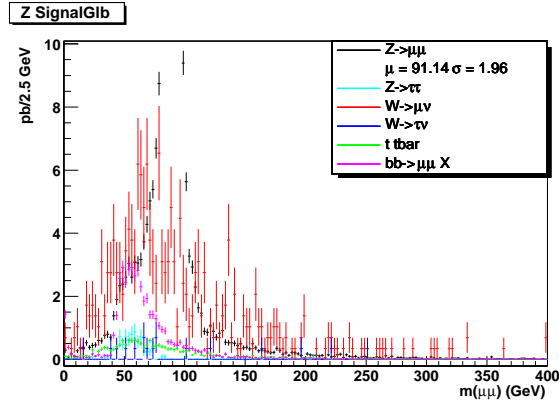


Figura 5.4: Dettaglio del grafico 5.3 per visualizzare il contributo del fondo. In tale visualizzazione il picco di segnale della  $Z$  risulta esterno al grafico per via dell'intervallo selezionato sull'asse delle ordinate.

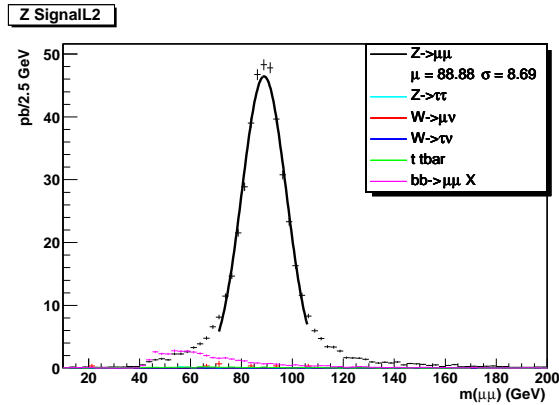


Figura 5.5: Distribuzione in massa invariante della  $Z$  ricostruita con la selezione ( $\mu$  L2 +  $\mu$  L2) relativo a tutti i campioni simulati. La curva sovrapposta è una gaussiana ( $\mu = 88.88$  GeV,  $\sigma = 8.69$  GeV)

	$\mu$	$\sigma$	[83.7 , 98.7] GeV
<b>Glb</b>	91 GeV	2.0 GeV	$[\mu - 3.6\sigma , \mu + 3.8\sigma]$
<b>L2</b>	89 GeV	8.6 GeV	$[\mu - 0.6\sigma , \mu + 1.1\sigma]$

Tabella 5.2: Estremi dell'intervallo delle due distribuzioni, espressi in termine di valor medio  $\mu$  e larghezza  $\sigma$ .

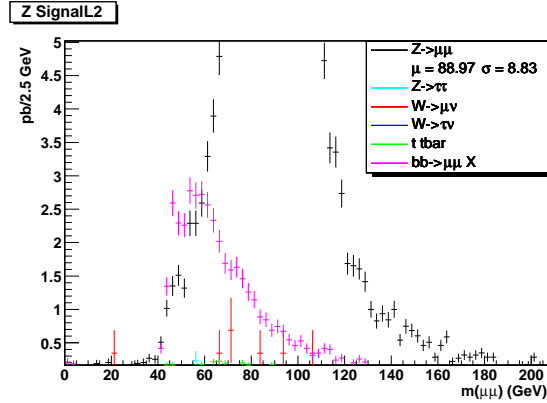


Figura 5.6: Dettaglio del grafico 5.5 per visualizzare il contributo del fondo. In tale visualizzazione il picco di segnale della  $Z$  risulta esterno al grafico per via dell'intervallo selezionato sull'asse delle ordinate.

Calcolando l'area sottesa alla gaussiana entro gli estremi dell'intervallo di massa invariante per la curva L2 e per la curva dei Glb, si ha:

$$A_{GLB} = \int_{\mu-3.6\sigma}^{\mu+3.8\sigma} g(x, \mu, \sigma) dx \sim 1$$

$$A_{L2} = \int_{\mu-0.6\sigma}^{\mu+1.1\sigma} g(x, \mu, \sigma) dx = 0.59$$

da cui, calcolando il rapporto:

$$\frac{A_{L2}}{A_{GLB}} = 0.59$$

Si nota l'accordo con la diminuzione dell'efficienza del 60% nel passaggio da  $\mu$  Glb a  $\mu$  di tipo L2, riscontrata nel passaggio dai grafici 4.1 ai grafici 5.1.

### Studio della sezione d'urto di fondo

L'utilizzo di  $\mu$  da L2 o di  $\mu$  da L3 non ha comportato un aumento consistente della sezione d'urto di fondo del processo, come si evince dalla tabella 5.1.

Il grafico 5.7 rappresenta la situazione della sezione d'urto accettata di segnale ( $\sigma_{sig}$ ) in funzione di quella del fondo ( $\sigma_{bgd}$ ) all'aumentare della larghezza della finestra di massa invariante dei 2 muoni (ogni punto corrisponde ad uno spostamento di 2.5 GeV per entrambi gli estremi dell'intervallo). Da un andamento inizialmente non costante per nessuna delle tre tipologie di studio ( $\mu$  Glb,  $\mu$  L2,  $\mu$  L3) si passa ad uno più lineare per grandi finestre di massa

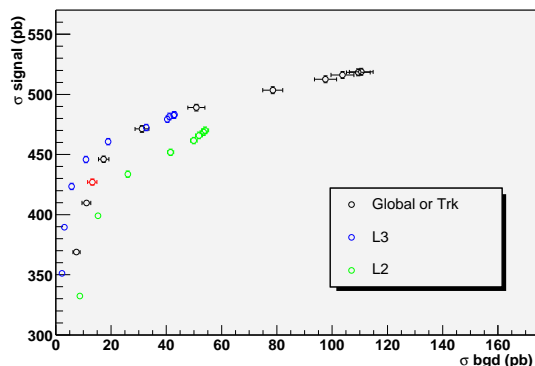


Figura 5.7: Andamento della  $\sigma_{sig}$  in funzione della  $\sigma_{bgd}$  per diversi intervalli di massa invariante  $m_{\mu\mu}$ . Il punto di lavoro della selezione, cioè gli estremi di massa invariante considerati nello studio, sono individuati dal punto rosso nel grafico.

invariante.

Si nota come, mentre per  $\mu$  Glb si abbia una crescita continua del valore di segnale e di fondo all'aumentare dell'intervallo, per  $\mu$  L2 e  $\mu$  L3 vi sia ad un certo punto una stabilizzazione in cui il segnale e il fondo non aumentano più in modo significativo.

Si può notare anche una convergenza delle tre curve per grandi finestre di massa invariante in particolare per le curve di  $\mu$  Glb e  $\mu$  L3.

## 5.2 Studi sul campione $W \rightarrow \mu\nu$

Anche in questo caso il primo studio ha riguardato la tipologia di  $\mu$  scelta: si sono utilizzati  $\mu$  ricostruiti ai livelli di trigger L2 e L3 al posto di  $\mu$  Glb, utilizzati nella selezione ufficiale per ricostruire lo stato finale  $\mu\nu$  e si è studiata la variazione delle efficienze di selezione. Un secondo studio ha riguardato il  $\nu$  e pertanto la MET dell'evento: in particolare si è voluto valutare come la MET, ricostruita secondo diverse tipologie, stimi il  $p_T$  del neutrino.

In seguito ho indagato la qualità della selezione variando o eliminando alcuni dei criteri descritti nella selezione ufficiale, allo scopo di velocizzare la selezione degli eventi per un loro possibile impiego negli algoritmi di allineamento del tracciatore.



### 5.2.1 Studi sui muoni

L'andamento delle efficienze con  $\mu$  da L2 e  $\mu$  da L3 in funzione dei tagli effettuati è visibile nei grafici 5.8 e 5.9.

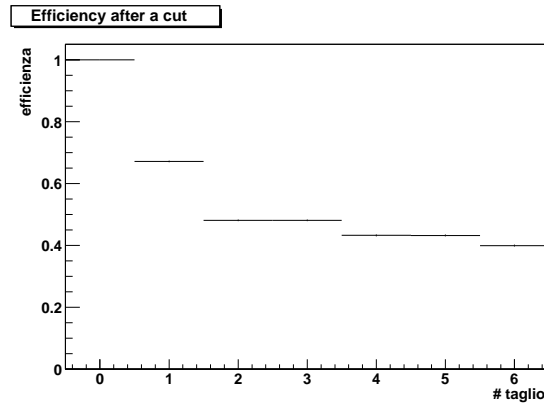


Figura 5.8: *Efficienza di selezione per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$  in funzione del tipo di taglio con  $\mu$  da L2 (errori binomiali non visibili).*

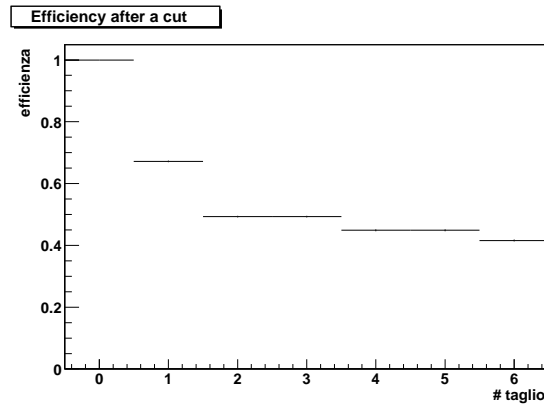


Figura 5.9: *Efficienza di selezione per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$  in funzione del tipo di taglio con  $\mu$  da L3 (errori binomiali non visibili).*

Il confronto tra i risultati ottenuti è riportato in tabella 5.3.

Si osserva un andamento sostanzialmente simile per entrambi i grafici con valori finali di efficienze di selezione abbastanza simili ( $\epsilon = 40.0 \pm 0.3\%$  per L3 e  $\epsilon = 41.6 \pm 0.3\%$  per L2).

Sezione d'urto	$\mu$ Glb + track	$\mu$ L2	$\mu$ L3
$\sigma_{sig}$ (pb)	$4462 \pm 34$	$4310 \pm 33$	$4486 \pm 34$
$\sigma_{bgd}$ (pb)	$174 \pm 5$	$192 \pm 5$	$189 \pm 5$
$\sigma_{bgd}/(\sigma_{sig} + \sigma_{bgd})$	3.8%	4.3%	4.0%
$\epsilon$	$41.3 \pm 0.3\%$	$41.6 \pm 0.3\%$	$40.0 \pm 0.3\%$

Tabella 5.3: Valori con errori statistici delle sezioni d'urto accettate ( $\sigma_{sig}$ ) e di fondo ( $\sigma_{bgd}$ ) relative alle diverse tipologie di  $\mu$  utilizzati.

### 5.2.2 Studi preliminari sulla MET

Successivamente si sono effettuati alcuni studi sul modo di ricostruire la MET utilizzato nella selezione ufficiale. Poiché alcune particelle possono comunque sfuggire alla rivelazione, e quindi la MET può essere non nulla anche in eventi in cui non compaiono  $\nu$  nello stato finale, si è ritenuto opportuno effettuare studi sulla MET anche per il campione  $Z \rightarrow \mu\mu$ , oltre che per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$ .

Innanzitutto si sono valutate le risoluzioni sulla MET ricostruita con i vari metodi e la si è confrontata con quella nota a livello di generazione. In particolare ho studiato la distribuzione dell'energia calcolata utilizzando direttamente le informazioni sui quadrimomenti delle particelle dello stato finale noti nel Monte Carlo ( $MET_{MC}$  [13]) e l'ho confrontata con la stessa calcolata utilizzando l'impulso trasverso del neutrino emesso nell'evento ( $p_{T\nu}$ ). Un altro confronto è stato effettuato usando la MET ottenuta con algoritmi di ricostruzione a partire dai jet adronici (variabile METIC definita in [13]) e infine in ultima analisi con la MET ricostruita dalle sole torri calorimetriche (variabile METCT definita in [13]). I valori medi della MET dell'evento su un campione di 1000 eventi sono riportati in tabella 5.4:

	$Z \rightarrow \mu\mu$	$W \rightarrow \mu\nu$
$\langle p_{T\nu} \rangle$	--	32.0 GeV
$\langle MET_{MC} \rangle$	5.2 GeV	32.4 GeV
$\langle \text{METIC} \rangle$	21.0 GeV	39.0 GeV
$\langle \text{METCT} \rangle$	19.0 GeV	36.0 GeV

Tabella 5.4: Valori medi delle diverse tipologie di MET ottenute in un campione di 1000 eventi

Nel campione di Z, la MET stimata dal  $p_T$  neutrino è stata trovata essere compatibile con zero, mentre quella stimata a partire dai momenti delle particelle generate è risultata pari a 5.2 GeV. Questo è indice del fatto che si stanno perdendo delle particelle nell' evento. Per quanto riguarda le MET ricostruite con i due tipi di algoritmi si notano valori simili tra METCT e METIC per entrambi i campioni.

Il passo successivo è stato il confronto (evento per evento) della distribuzione  $MET_{MC}$  con  $p_{T\nu}$ , prima per il campione di  $Z \rightarrow \mu\mu$  e poi per  $W \rightarrow \mu\nu$  e poi estendere, per il solo campione di W, il confronto della  $p_{T\nu}$  con la METIC e la METCT dell'evento, al fine di studiarne la risoluzione. I risultati ottenuti sono riportati in tabella per il campione  $Z \rightarrow \mu\mu$  e visualizzati nei grafici per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$  in cui lo studio sulla risoluzione dell'energia mancante risulta di fondamentale importanza nella ricostruzione della massa invariante.

### Risultati per $Z \rightarrow \mu\mu$

In tabella 5.5 vengono riportati valor medio e deviazione standard delle distribuzioni indicate nella prima colonna :

	Mean (GeV)	RMS (GeV)
$MET_{MC} - p_{T\nu}$	5.0	3.9
$MET_{MC} - \text{METIC}$	14.0	12.0
$MET_{MC} - \text{METCT}$	12.7	11.4

Tabella 5.5: *Studi sulla risoluzione in MET per il processo  $Z \rightarrow \mu\mu$*

Si nota come la risoluzione sulla MET per il campione Z sia simile per la METIC (12.0 GeV) e per la METCT (11.4 GeV).

### Risultati per $W \rightarrow \mu\nu$

Si studiano le risoluzioni in energia per i casi di Fig. 5.10, Fig. 5.11 e Fig. 5.12. Il grafico 5.12 a sinistra è ottenuto senza utilizzare la traslazione di 5 GeV indicata nella selezione ufficiale. Si ha come valor medio 3.3 GeV e deviazione standard RMS=15 GeV. Se si introduce lo shift il risultato è rappresentato nel grafico di destra.

La distribuzione risulta maggiormente centrata sul valore zero, indice del fatto che l'energia mancante trasversa dell'evento può essere ben rappresentata da METIC con la correzione di 5 GeV inserita nella selezione ufficiale. I risultati sono riassunti in tabella 5.6.

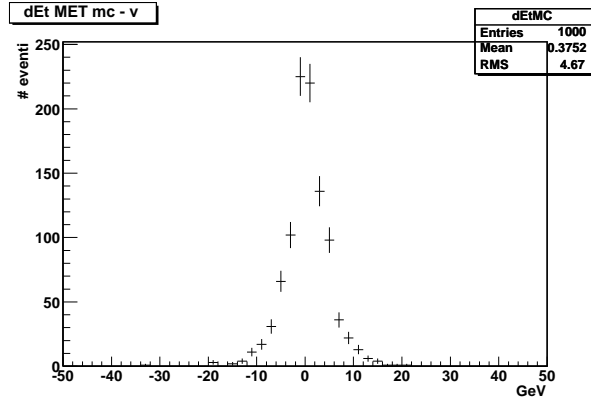


Figura 5.10: *Distribuzione di  $MET_{MC} - p_{T\nu}$  per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$*

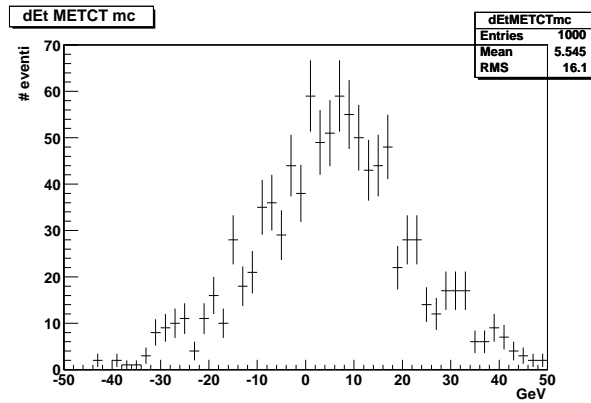


Figura 5.11: *Distribuzione di  $MET_{MC} - METCT$  per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$*

	Mean (GeV)	RMS (GeV)
$MET_{MC} - p_{T\nu}$	0	5
$MET_{MC} - METCT$	5	16
$MET_{MC} - METIC$	3	15
$MET_{MC} - (METIC+5\text{GeV})$	-1	15

Tabella 5.6: *Studi sulla risoluzione in MET per il processo  $W \rightarrow \mu\nu$*

Come ci si attende la risoluzione migliore si ha utilizzando il  $p_{T\nu}$  nella ricostruzione della MET. Utilizzando invece gli algoritmi standard di CMS, si

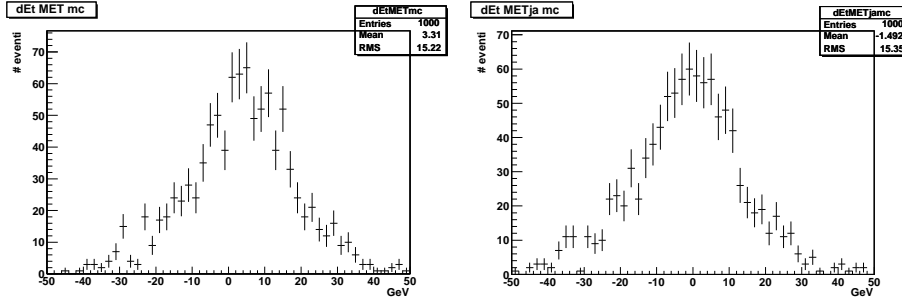


Figura 5.12: *Distribuzione di  $MET_{MC} - METIC$  per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$ . Studio dell'andamento  $MET_{MC} - METIC$ , con  $METIC$  calcolata con lo shift di 5 GeV, per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$*

osserva come la risoluzione è simile se si considera  $METCT$  ( $RMS = 16$  GeV),  $METIC$  ( $RMS = 15$  GeV) o  $METIC+5GeV$  ( $RMS = 15$  GeV).

Poiché nei tagli di selezione ufficiale compare il criterio di selezione in acoplanarità che coinvolge l'angolo  $\phi$  tra il vettore MET e la direzione del  $\mu$  emesso nell'evento, si è studiata la risoluzione su tale angolo per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$ . La risoluzione in  $\phi$  è calcolata usando il vettore MET ottenuto rispettivamente con  $p_{T\nu}$  (fig.5.13),  $METCT$  (fig.5.14),  $METIC$  (fig.5.15) e confrontato con la MET a livello di generazione Monte Carlo  $MET_{MC}$ .

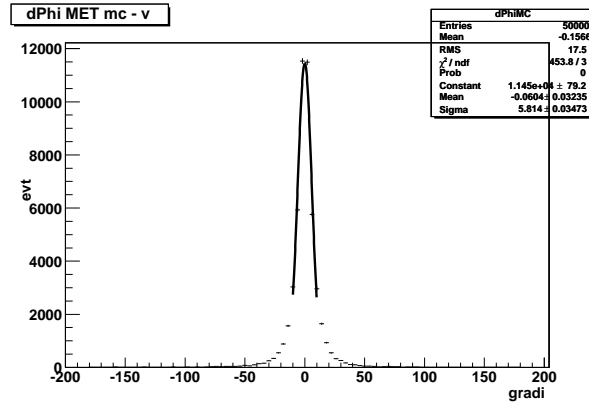


Figura 5.13: *Distribuzione della differenza  $\Delta\phi(MET_{MC} - p_{T\nu})$  per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$*

Si nota come la risoluzione sull'angolo  $\phi$  sia simile per il caso in cui il vettore MET sia costruito con la  $METCT$  ( $\sigma = 19^\circ$ ) oppure con  $METIC$  ( $\sigma = 18^\circ$ ).

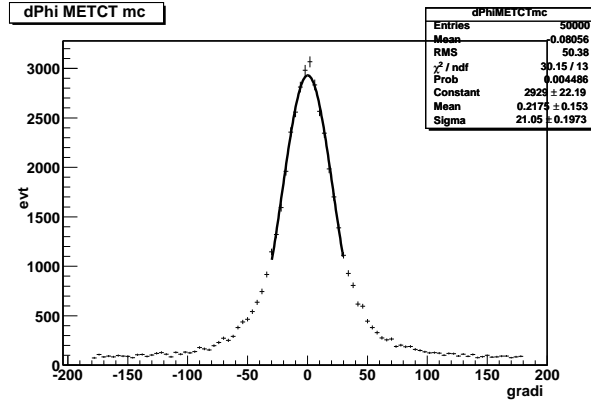


Figura 5.14: Distribuzione della differenza  $\Delta\phi(MET_{MC} - METCT)$  per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$

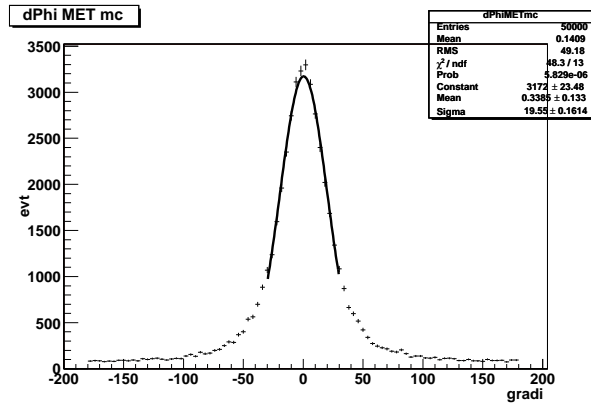


Figura 5.15: Distribuzione della differenza  $\Delta\phi(MET_{MC} - METIC)$  per il campione  $W \rightarrow \mu\nu$

In conclusione si può affermare che le risoluzioni sulla MET dell'evento e sull'angolo  $\phi$  non variano in modo consistente nel passaggio da METIC a METCT. Questo influsso è visibile anche nella distribuzione di massa invariante trasversa dell'evento  $M_{T(\mu-MET)}$ . Nel calcolo della massa invariante si ha infatti:

$$M_{inv}^2 = (p_\mu + p_\nu)^2$$

con  $p_\mu = (m_\mu, p_{T\mu}, p_{\parallel\mu})$  e  $p_\nu = (0, p_{T\nu}, p_{\parallel\nu})$ .

Considerando solo la componente della massa invariante trasversa si ottiene:

$$M_T = \sqrt{2p_{T\mu}p_{T\nu} \cdot (1 - \cos\phi)}$$

essendo la massa del muone trascurabile rispetto al suo impulso ( $\sim 40$  GeV). Dalle distribuzioni in massa invariante trasversa per i due casi METIC(fig.5.16) e METCT(fig.5.17) non si osservano allargamenti considerevoli nella distribuzione.

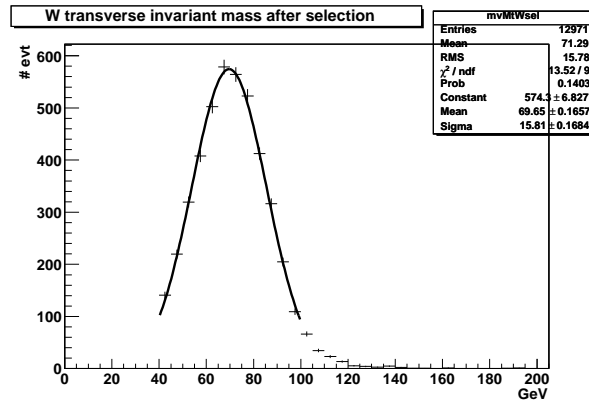


Figura 5.16: Distribuzione in massa invariante trasversa del bosone  $W$  ottenuta utilizzando METIC a cui si è sovrapposto un fit gaussiano ( $M_T = 69.7$  GeV,  $\sigma = 15.8$  GeV)

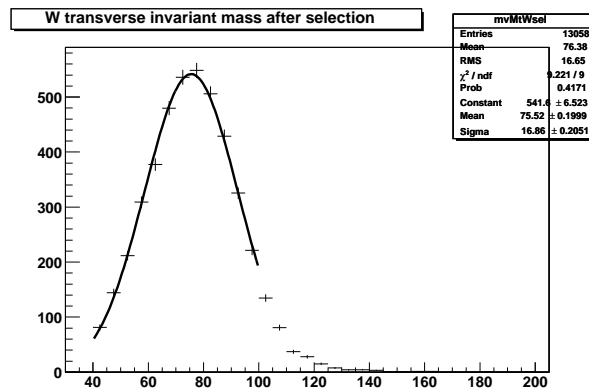


Figura 5.17: Distribuzione in massa invariante trasversa del bosone  $W$  ottenuta utilizzando METCT a cui si è sovrapposto un fit gaussiano ( $M_T = 75.5$  GeV,  $\sigma = 16.9$  GeV)

### 5.2.3 Effetti sul campione $W \rightarrow \mu\nu$ in seguito a variazioni sui criteri di selezione ufficiali

Una volta verificato che la selezione non risulta variata in seguito all'utilizzo di altre tipologie di muoni ( $L2$  e  $L3$ ), ho studiato gli influssi che variazioni su alcuni tagli di selezione potevano esercitare sulla purezza di selezione del campione. Le modifiche che ho apportato all'analisi sono state:

1. All'energia mancante trasversa (MET) presente nella selezione ufficiale, calcolata con l'algoritmo standard di CMS (Iterative Cone), è aggiunto uno shift di 5 GeV per fare in modo che coincida maggiormente con il momento trasverso del neutrino generato nell'evento. Un primo studio è stato effettuato eliminando tale correzione di 5 GeV (*NoTRAS*).
2. La selezione ufficiale rifiuta tutti quegli eventi in cui compare un numero superiore a 3 di jet aventi ciascuno energia trasversa maggiore di 40 GeV. Tale criterio è utilizzato per eliminare gran parte del fondo proveniente dal campione  $t\bar{t}$ . Si è valutato l'effetto della rimozione di questo taglio (*NoJET*).
3. Nella ricostruzione dell'energia trasversa mancante si utilizza quella calcolata con l'algoritmo standard di Iterative Cone (**METIC**). Viene studiata l'efficienza di selezione utilizzando l'energia trasversa depositata nelle torri calorimetriche (**METCT**), calcolata con algoritmi più semplici e veloci sia per la ricostruzione della massa invariante trasversa, sia per quella dell'acoplanarità (*METCT*).

Sono stati pertanto studiati nell'ordine i comportamenti con  $\mu$  Glb,  $\mu$  L2 e  $\mu$  L3 dopo l'applicazione delle modifiche descritte in precedenza. Le modifiche vengono apportate in successione.

#### Studi senza traslazione di 5 GeV

In tabella 5.7 sono riportate le sezioni d'urto ottenute, calcolate utilizzando le tre diverse tipologie di  $\mu$ .

	$\mu$ Glb	$\mu$ L3	$\mu$ L2
$\sigma_{sig}$ (pb)	$4603 \pm 34$	$4626 \pm 34$	$4447 \pm 34$
$\sigma_{bgd}$ (pb)	$201 \pm 5$	$216 \pm 5$	$221 \pm 6$
$\sigma_{bgd}/(\sigma_{sig} + \sigma_{bgd})$	0.041	0.044	0.047

Tabella 5.7: Risultati dello studio sul campione  $W \rightarrow \mu\nu$  per il caso *NoTRAS*



Con  $\mu$  Glb, la modifica sul taglio di selezione (NoTRAS) ha portato, se confrontata con i risultati della selezione ufficiale, ad un aumento sia della sezione d'urto di segnale sia di quella di fondo. L'utilizzo di  $\mu$  L2 e  $\mu$  L3 ha portato ad un aumento della contaminazione del campione da (4.1% a 4.7% con  $\mu$  L2). La variazione piú significativa del fondo è stata quella registrata per le sezioni d'urto dei campioni  $Z \rightarrow \mu\mu$  e  $W \rightarrow \tau\nu$  (vedi tabella 5.8).

	$\mu$ Glb	$\mu$ L3	$\mu$ L2
$\sigma(W \rightarrow \tau\nu)(\text{pb})$	$76 \pm 5$	$77 \pm 5$	$85 \pm 5$
$\sigma(Z \rightarrow \mu\mu)(\text{pb})$	$78 \pm 1$	$92 \pm 1$	$86 \pm 1$

Tabella 5.8: *Variazioni della sezione d'urto per i campioni di fondo piú rilevanti per il caso NoTRAS.*

Si è studiato soprattutto l'aumento di quasi 20% della  $\sigma(Z \rightarrow \mu\mu)$  nel passaggio da  $\mu$  Glb a  $\mu$  L3. La ragione di questa differenza si è riscontrata essere nel taglio sul numero di  $\mu$  (n.3 dell'elenco del paragrafo 4.1.4) che viene fatto nella selezione. Su un campione di 20000 eventi si è infatti osservato che eliminando per tale campione il taglio in questione, si ha una sostanziale uguaglianza nell'efficienza di selezione tra  $\mu$  Glb (18.8%) e  $\mu$  L3 (18.2%).

### Studi senza traslazione di 5 GeV e senza taglio sul numero di jet

I valori di sezione d'urto ottenuti sono riportati in tabella 5.9.

	$\mu$ Glb	$\mu$ L3	$\mu$ L2
$\sigma_{sig}(\text{pb})$	$4603 \pm 34$	$4626 \pm 34$	$4448 \pm 34$
$\sigma_{bgd}(\text{pb})$	$207 \pm 5$	$223 \pm 5$	$229 \pm 6$
$\sigma_{bgd}/(\sigma_{sig} + \sigma_{bgd})$	0.043	0.045	0.049

Tabella 5.9: *Risultati dello studio sul campione  $W \rightarrow \mu\nu$  per il caso NoTRAS + NoJET.*

Ciò che si nota rispetto allo studio precedente è l'aumento della percentuale di fondo del campione. L'eliminazione del criterio di selezione sul numero di jet dell'evento porta a selezionare piú eventi del campione  $t\bar{t}$  in cui si osserva un aumento percentuale del 35% sulla sezione d'urto (da 14 pb a 19 pb). Non ponendo vincoli sul numero di jet infatti, aumenta la probabilità che uno dei jet derivanti dal processo  $t\bar{t} \rightarrow X$  dia come prodotto finale di decadimento un  $\mu$ .

## Studi senza traslazione di 5 GeV, senza taglio sul numero di jet e con l'utilizzo di METCT

Anche in questo caso si riportano i valori di sezione d'urto in tabella 5.10.

	$\mu\text{Glb}$	$\mu\text{L3}$	$\mu\text{L2}$
$\sigma_{sig}(\text{pb})$	$4492 \pm 34$	$4511 \pm 34$	$4338 \pm 33$
$\sigma_{bgd}(\text{pb})$	$200 \pm 5$	$215 \pm 5$	$220 \pm 6$
$\sigma_{bgd}/(\sigma_{sig} + \sigma_{bgd})$	0.043	0.045	0.048

Tabella 5.10: Risultati dello studio sul campione  $W \rightarrow \mu\nu$  per il caso  $NoTRAS + NoJET + METCT$ .

L'utilizzo di METCT al posto di METIC come tipologia di ricostruzione della MET dell'evento non influisce in modo significativo sulla purezza del campione, portando sostanzialmente agli stessi valori dello studio precedente.

### Confronto con la selezione ufficiale

Vengono ora confrontate le sezioni d'urto ottenute con  $\mu\text{L2}$  e  $\mu\text{Glb}$  e applicando tutte le modifiche ai criteri di selezione descritti nel paragrafo 5.2.3, con le sezioni d'urto di riferimento contenute nella selezione ufficiale.

	$\mu\text{Glb}$ (modifiche)	$\mu\text{L2}$ (modifiche)	$\mu\text{Glb}$ (ufficiale)
$\sigma_{sig}(\text{pb})$	$4492 \pm 34$	$4338 \pm 33$	$4462 \pm 34$
$\sigma_{bgd}(\text{pb})$	$200 \pm 5$	$220 \pm 6$	$174 \pm 5$
$\sigma_{bgd}/(\sigma_{sig} + \sigma_{bgd})$	0.043	0.048	0.038

Si nota una maggiore contaminazione se si passa dalle condizioni della selezione ufficiale a quelle in cui si fa uso di  $\mu\text{L2}$  con le modifiche descritte nel par.5.2.3 (la variazione porta la contaminazione dal 3.8% al 4.8%).

Va precisato che nel calcolo delle  $\sigma_{bgd}$  non si sono inclusi i contributi del campione  $b\bar{b} \rightarrow \mu + X$  per mancanza di statistica relativa a tale campione (non è stato possibile accedere ai siti della rete GRID in cui era conservato tale campione). Il contributo di tale fondo, secondo quanto riportato nella selezione ufficiale, sarebbe stato pari a circa 1%.

In sostanza però l'utilizzo di una selezione *on line*, che utilizza variabili

disponibili direttamente dall'evento ( $\mu$  L2, METCT) e non ricostruite a posteriori ( $\mu$  Glb, METIC), non porta ad un sensibile deterioramento sulla purezza dei campioni di  $Z$  e  $W$  che si vogliono utilizzare per l'allineamento.

### 5.3 Calcolo del numero di tracce attese per ogni modulo

Per completezza si sono riportati anche i grafici (5.18 e 5.19) ottenuti con i criteri di selezione ufficiali che descrivono le sezioni d'urto dei processi di  $Z \rightarrow \mu\mu$  e  $W \rightarrow \mu\nu$  al variare della pseudorapidità. L'intervallo minimo di pseudorapidità coperto da un modulo del tracciatore è pari a 0.2, corrispondente all'ampiezza di un bin dell'istogramma.

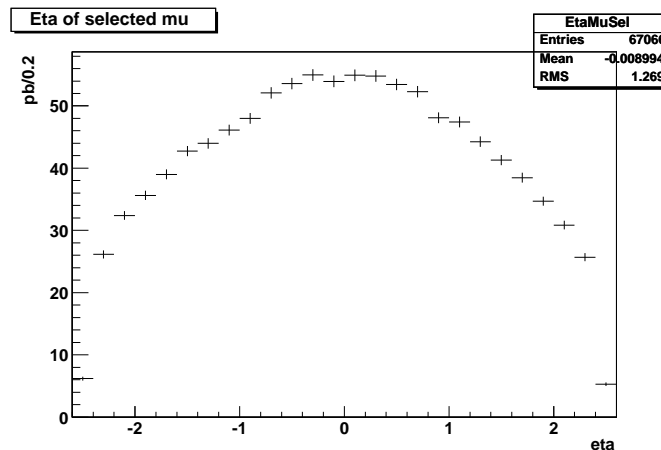


Figura 5.18: *Distribuzione in  $\eta$  dei  $\mu$  prodotti nel processo  $Z \rightarrow \mu\mu$ . L'intervallo di pseudorapidità ( $|\eta| < 2.5$ ) considerato nel grafico corrisponde all'accettazione del tracciatore.*

Dal confronto con la figura 3.2, si può notare che in corrispondenza dei moduli centrali, con copertura in pseudorapidità minore, si avranno a disposizione, con una luminosità iniziale di  $\int \mathcal{L} dt = 1 pb^{-1}$  circa 200 muoni da  $W$  e 50 muoni da  $Z$ . Tale numero va diviso per il numero di settori azimutali in cui è suddiviso il tracciatore che per il TIB va da 28 (layer 1) a 54 (layer 4).

L'utilizzo di una selezione semplificata (che è l'oggetto di studio del presente lavoro) comporta una diminuzione di questi numeri di circa il 3% nel caso dei  $W$  e del 40% nel caso delle  $Z$ . In quest'ultimo caso si rende quindi

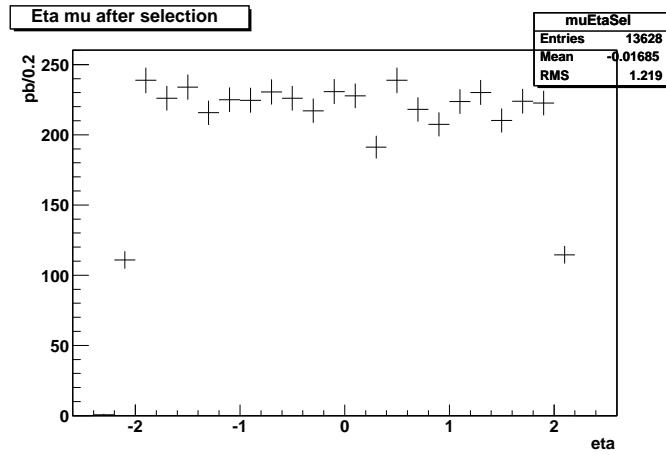


Figura 5.19: Distribuzione in  $\eta$  dei  $\mu$  prodotti nel processo  $W \rightarrow \mu\nu$ . L'intervallo di pseudorapidità ( $|\eta| < 2.5$ ) considerato nel grafico corrisponde all'accettazione del tracciatore.

necessario una scelta di intervallo di massa invariante dei due muoni diverso da quello usato nella selezione ufficiale.

# Conclusioni

Il lavoro iniziale, descritto nel capitolo 4, è stato quello di riprodurre i risultati della selezione ufficiale della collaborazione CMS per i processi  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  e  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$ . In modo particolare mi sono dedicato alla riproduzione corretta dei criteri di selezione descritti in essa e al calcolo dell'efficienza di selezione ottenuta applicando tali criteri.

Ho ottenuto per la selezione di eventi  $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$  un valore pari a  $\epsilon = 51.7 \pm 0.4\%$ , che riproduce il risultato della selezione ufficiale ( $\epsilon = 51.70 \pm 0.08\%$ ). Anche per il campione  $W^\pm \rightarrow \mu^\pm\nu$  ho ottenuto un'efficienza di selezione  $\epsilon = 41.3 \pm 0.3\%$  in accordo con quella ufficiale ( $\epsilon = 40.38 \pm 0.22\%$ ). I fondi nei due canali studiati valgono  $\sigma_{bgd} = 11 \pm 2$  pb (per il campione di Z) e  $\sigma_{bgd} = 174 \pm 5$  pb (per il campione W).

Conoscendo il valore delle efficienze e sapendo i valori delle sezioni d'urto per i processi in questione (ottenuti all'ordine perturbativo più basso e tenendo conto dei tagli cinematici applicati a livello di generazione del campione) ho calcolato il numero di eventi attesi nel primo anno ad LHC, supponendo una luminosità integrata di  $\int \mathcal{L} dt \sim 1 pb^{-1}$ . Il numero degli eventi Z rivelabili (400 circa) è di un ordine di grandezza inferiore a quello dei W (4500 circa). È importante conoscere il numero di eventi che si avranno a disposizione in previsione di utilizzarli per un corretto allineamento del tracciatore.

Una volta riprodotti i risultati della selezione ufficiale, ho indagato la possibilità di semplificare l'analisi usando muoni ricostruiti *on-line* dagli algoritmi di HLT ed eliminando alcuni criteri di selezione, al fine di ottenere uno stream di dati dedicato su cui eseguire ripetutamente gli algoritmi di allineamento del tracciatore.

L'utilizzo di  $\mu$  ricostruiti al livello di trigger L2 porta ad un peggioramento delle prestazioni della selezione di eventi  $Z \rightarrow \mu\mu$  (riduzione del 60% dell'efficienza) se non vengono modificati i criteri di selezione con un conseguente aumento del fondo, come si osserva in figura 5.7.

Nel caso della selezione di eventi  $W \rightarrow \mu\nu$  l'impiego di  $\mu$  da L2 non porta ad un peggioramento significativo delle prestazioni, così come l'utilizzo di metodi semplificati per la ricostruzione della MET dovuta al  $\nu$  presente nel decadimento.

Anche la rimozione di alcuni tagli di selezione dell'analisi ufficiale (taglio sul numero di jet) non porta ad un consistente peggioramento delle prestazioni ( $\epsilon = 40.2 \pm 0.3\%$  e  $\sigma_{bgd} = 220 \pm 6$  pb).

# Bibliografia

- [1] S.L Glashow *Nucl. Phys.* 20, 579 (1961)  
S. Weiberg *Phys. Lett.* 19,1264 (1967)  
A. Salam *Elementary Particle Theory* (1968);
- [2] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/> (*The LEP Electroweak Working Group*);
- [3] The LEP collaborations, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, LEPEWWG/2003-01.
- [4] A.D.Martin et al. *Eur. Phys. J. C* 28 (2003) 455  
J. Pumplin et al. *JHEP/02/07* (2002) 012;
- [5] M.Dittmar, F.Pauss, D.Zurcher *Towards a precise parton luminosity determination at the CERN LHC*, [*Phys. Rev. D* 56, 11, (Dec 1997)];
- [6] [hep-ph/0601012] *HERA and LHC: a Workshop on the Implication of HERA for LHC Physics*, (Mar 2004 -Mar 2005)
- [7] CMS Collaboration *Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-38;
- [8] CMS Tracker Project *Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-6 (2000);
- [9] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, July 2004;
- [10] <http://root.cern.ch> (*An Object Oriented Data Analysis Framework*);
- [11] J.Alcaraz *Measurement of  $Z \rightarrow \mu\mu$  and  $W \rightarrow \mu\nu$  rates in CMS* CMS AN 2006/068 (Apr 2006);
- [12] *Physics Technical Design Report* CERN/LHCC 2006-001 CMS TDR 8.1 (Feb 2006);

- [13] P.Demin, G.Bruno *ROOT based analysis of the CMS data*, Preliminary Draft (Jul 2005);
- [14] T. Sjöstrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna e E. Norrbin, *High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 6.1*, hep-ph/0010017.
- [15] St. Wynhoff *Fast Monte-Carlo Simulation in CMS*, CMS IN 1999-037.
- [16] M. Schröder *CMS Detector Simulation Project OSCAR*, CMS IN 1999-036.
- [17] D. Stickland *CMS Reconstruction Software: The ORCA Project*, CMS IN 1999-035.







# Ringraziamenti

Alla “grande famiglia” di CMS Torino, a Chiara, Amedeo, Lino, Marco, Nicolò, e in particolare alla prof.ssa Romero per aver dato il *LA* a questa avventura in cui mi sono ritrovato e per essersi interessata costantemente al mio lavoro.

Ad Ernesto, per l’infinita quantità di tempo dedicatomi senza risparmiarsi e per tutti gli insegnamenti che da lui ho ricevuto, di Fisica e non . . .

A Laura e al gruppo b-Tau Alignment del CERN con cui ho lavorato, per i preziosi consigli sull’impostazione di questo lavoro.

A Sara, Gianluca e Riccardo per tutte le volte che avete dato ascolto al mio “ Scusa, posso chiederti una cosa veloce? ” che puntualmente si trasformava in due, tre o più cose.

A Paolo e Giorgia. Per le cose che sono nate tra di noi lontano da un libro di Fisica o fuori dalla porta di un’aula. A Matteo, Enzo, Sara e Federico per avere condiviso con me il cammino universitario.

A Filippo e a Stefano per aver mangiato con me nello stesso piatto per tutti questi anni. E per continuare inspiegabilmente a farlo.

E a tutti i miei amici.

A colei che è stata la persona per me più importante in questi anni, per come mi ha sostenuto e per le cose che abbiamo conquistato insieme nella vita.

Ai miei genitori, per la fiducia che, da sempre, hanno avuto in me.

Grazie.